

---

# Thermodynamische Eigenschaften von schwerionengeheizten hochschmelzenden Metallen

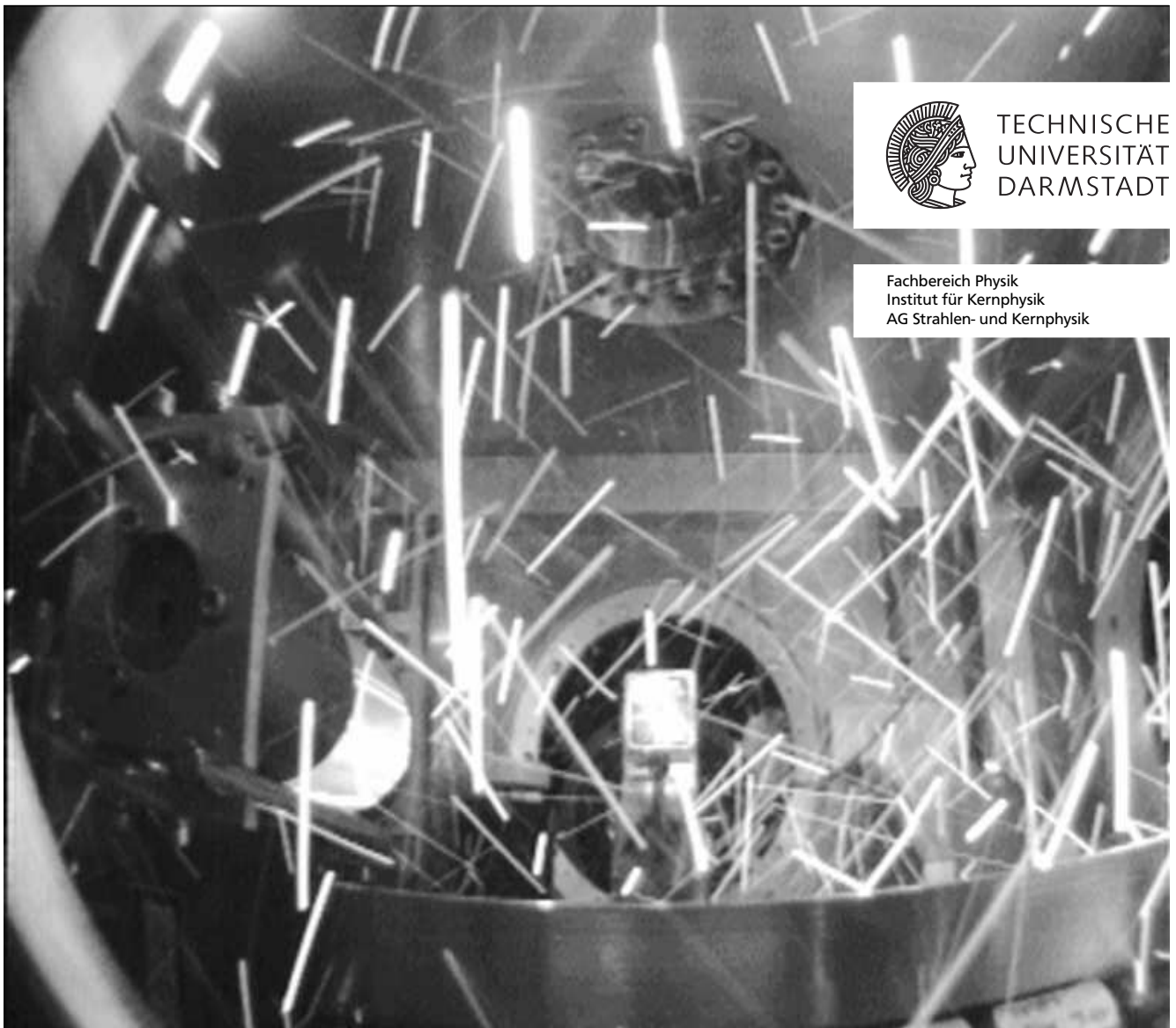
---

**Thermodynamic properties of heavy ion heated refractory metals**

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Dipl. - Phys. Alexander Hug aus Hanau

Mai 2011 — Darmstadt — D 17



In Zusammenarbeit mit dem  
GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH Darmstadt



Thermodynamische Eigenschaften von schwerionengeheizten hochschmelzenden Metallen  
Thermodynamic properties of heavy ion heated refractory metals

Genehmigte Dissertation von Dipl. - Phys. Alexander Hug aus Hanau

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann
2. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth

Tag der Einreichung: 12. April 2011

Tag der Prüfung: 04. Mai 2011

Darmstadt — D 17

Zum Titelbild:

Es zeigt den Schnappschuss einer Beobachtungskamera oberhalb der Targetkammer. Die Aufnahme entstand unmittelbar nach dem Beschuss eines Targets mit einem stark fokussierten Schwerionenstrahl.

Zu sehen sind zentral das Target, links die Lichtsammeloptik des Pyrometers, unten das Vorratsregal und oben das Eintrittsfenster aus Aluminium als Abschluss der Strahlführung.

Dezember 2006, Schuss #22, Ionensorte  $^{238}\text{U}^{73+}$ , Teilchenanzahl  $2,4 \cdot 10^9$ , Energie 350 AMeV

---

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

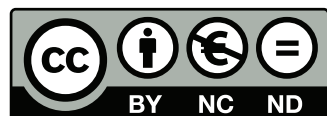
urn:nbn:de:tuda-tuprints-23563

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2356>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,  
E-Publishing-Service der TU Darmstadt.

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/>

Für meine Mama





---

# Zusammenfassung

Die Kenntnis grundlegender physikalischer Eigenschaften von Materie hoher Energiedichte (HED = engl. „high-energy-density“) wie die der Zustandsgleichung ist grundlegend für viele Bereiche in der Forschung und für physikalische Anwendungen. Allerdings ist die Herstellung solcher Zustände mit extremen Bedingungen wie Druck und Temperatur – die auch warme dichte Materie (WDM) genannt wird – im Labor nur in dynamischen Experimenten mit den leistungsfähigsten Treibern möglich. Am Hochtemperaturmessplatz HHT des GSI Helmholtz-zentrums für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt werden hierfür intensive und hoch-energetische Schwerionenstrahlen verwendet.

Das Ziel dieser Arbeit ist, die thermophysikalischen Eigenschaften von hochschmelzenden Metallen in der festen, heißen sowie in der flüssigen Phase durch präzise Temperaturmessungen zu untersuchen. Um den Schmelzprozess eindeutig zu identifizieren und gleichzeitig die Temperatur nach oben zu begrenzen, wurde ein vergleichsweise lang anhaltender (eine Mikrosekunde) Uran- und Xenonstrahl zum Heizen der Targets aus der festen Phase heraus verwendet. Die intensiven Ionenstrahlen wurden mit einem Durchmesser im Bereich von einem Millimeter auf das Target fokussiert, um gleichmäßige Bedingungen zu erhalten.

Die Temperatur an der Targetoberfläche wurde durch die Analyse der thermischen, von einem  $0,03\text{ mm}^2$  großen Bereich emittierten, Strahlung auf fünf unterschiedlichen Wellenlängen berechnet. Um jedoch auf die physikalische Temperatur zu schließen, muss zusätzlich die Emissivität  $\epsilon(T, \lambda)$  ermittelt werden, welche nicht *ab initio* bekannt ist. Dafür wurde ein Aufbau zur direkten Reflexionsmessungen entworfen und in das schnelle Mehrkanalpyrometer integriert. Die Signale liefern Informationen über die ablaufenden Modifikationen der Targetoberfläche während der Interaktion mit dem Ionenstrahl. Neben dem Aufbau für die Reflexionsmessungen und Pyrometrie wurden die Hard- und Software der allgemeinen Datenaufnahme für die Experimente mit Schwerionenstrahlen wesentlich erweitert.

Die Emissivität wurde auch durch die Identifizierung des Schmelzprozesses und anschließender Gleichsetzung mit Literaturwerten berechnet. Mit dieser *in situ* Kalibrierung am Schmelzpunkt sowie durch Anwendungen von Graukörper- und X-Punkt-Modellen konnte für jedes Target und jede Wellenlänge des Pyrometers eine effektive Emissivität ermittelt werden. Dies ermöglicht die Berechnung der Temperatur bis zu 7.000 K.

Dieser Arbeit konzentriert sich auf die Untersuchung zweier hochschmelzender Metalle – Wolfram und Tantal. Dadurch konnten zwanzig und mehr Targets je Material und Experimentreihe untersucht werden, was eine gute Statistik fördert und zu reproduzierbaren Ergebnissen führt. Zum ersten Mal konnten die isobaren Wärmekapazitäten in der flüssigen Phase in schwerionengeheizten Experimenten für Wolfram mit  $295 \pm 20\text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$  und für Tantal mit  $282 \pm 20\text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$  gemessen und mit Referenzen verglichen werden.



---

# Abstract

Knowledge of basic physical properties of matter in high-energy-density (HED) states such as the equation-of-state (EOS) is of fundamental importance for various branches of basic and applied physics. However, such matter under extreme conditions of temperature and pressure — also called “warm dense matter”(WDM) — can only be generated in dynamic experiments employing the most powerful drivers. At the high temperature experimental area HHT of the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (Darmstadt, Germany), intense beams of energetic heavy ions are used for this purpose.

The aim of this work is to study thermophysical properties of refractory metals in hot solid and liquid states by precise temperature measurements. In order to identify the melting plateau and to limit the maximum target temperature to the region of interest, relatively long (one microsecond) bunches of uranium and xenon ions have been used to heat initially solid samples. The intense ion beams were focused on a millimetre spot at the target in order to achieve uniform conditions.

The temperature on the target surface was determined by analysing thermal radiation emitted from a  $0.03\text{ mm}^2$  area at five different wavelengths. In order to obtain the physical temperature, one has to measure not only the thermal radiation but also the emissivity,  $\epsilon(T, \lambda)$  of the target surface which is not known *ab initio*. For this purpose, a set-up for direct target reflection measurement was designed and embedded into the fast multichannel pyrometer system. The reflection signal provides the necessary information about modifications of the target surface properties during the interaction with the ion beam. Beside the pyrometric and reflection measurement set-ups, various hardware and software components of the data acquisition system for the heavy-ion beam driven experiments were substantially enhanced.

The emissivity was also obtained by identifying the melting plateau and using the well-known values of the melting temperatures. By this *in situ* calibration at the melting point and by using different models for emissivity such as grey-body model or X-point model, the effective emissivity can be calculated for each wavelength of the pyrometer. This enables the determination of physical target temperatures up to 7,000 K.

This work focuses on two refractory metals — tungsten and tantalum. This made it possible to examine twenty or more targets per material and experiment, providing necessary statistics and proving reproducibility of the data. For the first time, the isobaric heat capacity in the hot expanded liquid states was measured in heavy-ion-beam driven experiments for tungsten ( $295 \pm 20\text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ) and tantalum ( $282 \pm 20\text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ ). The obtained values were compared with other reported results.



---

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1. Thermodynamik . . . . .	5
2.2. Die Temperatur . . . . .	9
2.3. Strahlungsgesetz . . . . .	11
2.4. Eigenschaften der Metalle . . . . .	19
2.5. Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit Materie . . . . .	19
<b>3. Experimenteller Aufbau</b>	<b>21</b>
3.1. Die Beschleunigeranlage . . . . .	21
3.2. Der HHT-Messplatz . . . . .	27
3.3. Diagnostiken . . . . .	29
3.4. Targets . . . . .	36
<b>4. Das Pyrometer</b>	<b>43</b>
4.1. Funktionsweise und Arten . . . . .	43
4.2. Bestehendes System . . . . .	45
4.3. Kalibrierung . . . . .	48
4.4. Erweiterungen und Modifikationen . . . . .	50
<b>5. Auswertung</b>	<b>57</b>
5.1. Parameter und Besonderheiten . . . . .	57
5.2. Analyse der experimentellen Daten . . . . .	58
5.3. Verwendung von Literaturwerten . . . . .	72
5.4. Emissions-Modelle . . . . .	80
<b>6. Ergebnis und Ausblick</b>	<b>89</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>93</b>
A.1. Literaturwerte . . . . .	93
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>95</b>
<b>Danksagung</b>	<b>107</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>109</b>
<b>Veröffentlichungen</b>	<b>111</b>



---

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Phasendiagramm für Aluminium. . . . .	1
2.1. Energieverlust von Ionen in Materie . . . . .	20
3.1. Übersicht GSI . . . . .	22
3.2. Ionenstrahlstrom im SIS-18 . . . . .	24
3.3. Ionenstrahlprofile ohne Kompression. . . . .	25
3.4. Ionenstrahlprofile mit Kompression. . . . .	26
3.5. Target-Manipulator . . . . .	29
3.6. Instrumente am HHT-Messplatz . . . . .	30
3.7. Bildverstärker DiCam Pro . . . . .	32
3.8. Charakterisierung des Ionenstrahls . . . . .	32
3.9. Ausgerichtetes Target . . . . .	33
3.10. Funktionsprinzip Schmierbildkamera . . . . .	34
3.11. HiHEX Targetgeometrie . . . . .	36
3.12. Y-Target . . . . .	37
3.13. Leitfähigkeitstarget . . . . .	37
3.14. H-Target . . . . .	38
3.15. „Nuss“-Target . . . . .	39
3.16. UO <sub>2</sub> -Container . . . . .	40
3.17. Vibrationstarget . . . . .	40
3.18. Kapazitive Sonde. . . . .	41
4.1. Pyrometer Mikro PV11 . . . . .	45
4.2. Schema des vorhandenen Lichtsammelsystems . . . . .	46
4.3. Aufbau des Analysators . . . . .	47
4.4. Spektrum der Kalibrierlampe . . . . .	48
4.5. Signale der Kalibrierung . . . . .	49
4.6. Spektrum der Laserdiode . . . . .	51
4.7. Schema des erweiterten Lichtsammelsystems . . . . .	52
4.8. Bilder des Lichtsammelsystems . . . . .	53
4.9. Eingesetzte Interferenzfilter. . . . .	54
5.1. Verlauf der scheinbaren Temperatur. . . . .	59
5.2. Auswirkung von Messungenauigkeiten. . . . .	61
5.3. Fehlerhafte Signale . . . . .	62
5.4. Targethistorie . . . . .	67
5.5. Targetausrichtung . . . . .	67
5.6. Oszillationen der scheinbaren Temperatur. . . . .	68
5.7. Spektrale Analyse der Oszillation . . . . .	69
5.8. Oszillation der grauen Temperatur . . . . .	70

5.9. Vergleich der Oszillationen . . . . .	71
5.10. Effektive Emissivität für Tantal und Wolfram am Schmelzpunkt. . . . .	73
5.11. Transformation Enthalpiebild: Tantal . . . . .	76
5.12. Transformation Enthalpiebild: Wolfram . . . . .	77
5.13. Überlagerung Enthalpie-Darstellung. . . . .	78
5.14. Enthalpie-Darstellung und Literaturwerte . . . . .	79
5.15. Graue Temperatur. . . . .	81
5.16. Modifiziertes X-Punkt-Modell I: Graukörpernäherung . . . . .	86
5.17. Modifiziertes X-Punkt-Modell II: <i>in situ</i> Kalibrierung . . . . .	87



---

# Tabellenverzeichnis

4.1. Eingesetzte Interferenzfilter . . . . .	53
4.2. Verwendete Digitalisierer-Karten . . . . .	55
5.1. Exemplarische Auswahl an Targets . . . . .	58
5.2. Schallgeschwindigkeit im Targetmaterial . . . . .	66
5.3. Effektive Emissivität . . . . .	73
5.4. X-Punkt von Tantal und Wolfram. . . . .	84
5.5. Temperaturabhängigkeit von $a_0$ . . . . .	85
5.6. Effektiver Emissionsgrad mit <i>In situ</i> -Kalibrierung . . . . .	85
A.1. Übersicht Materialeigenschaften. . . . .	93
A.2. Wärmekapazität der Targetmaterialien. . . . .	93
A.3. Thermophysikalische Daten für Tantal. . . . .	94
A.4. Thermophysikalische Daten für Wolfram. . . . .	94



---

# Verwendete Abkürzungen

ADC Analog to Digital Converter

AGeV GeV pro Nukleon

AMeV MeV pro Nukleon

a.u. arbitrary unit = Beliebige Einheit

CCD Charge-Coupled Device

EOS Equation Of State = Zustandsgleichung

ESR Experimentierspeicherring

FAIR Facility for Antiproton and Ion Research

FCT Fast Current Transformer

FWHM Full Width at Half Maximum = Halbwertsbreite

GSI GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH

HEDgeHOB High Energy Density Matter generated by Heavy Ion Beams (Kollaboration)

HEDP High Energy Density Physics

RCT Resonant Current Transformer

SIS-18 Schwerionensynchrotron

UHV Ultrahochvakuum

UNILAC Universal Linear Accelerator

VISAR Velocity Interferometer System for Any Reflector

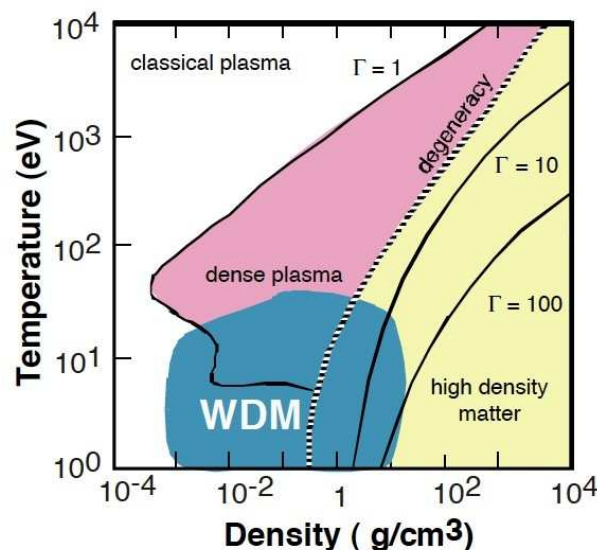
WDM Warm Dense Matter



# 1 Einleitung

Das GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt [GSI] betreibt eine Beschleunigeranlage, mit welcher ein breites Spektrum an Ionen – von Wasserstoff (Protonen) bis Uran – beschleunigt werden kann. Die gleichzeitige Verwendung von bis zu drei unterschiedlichen Quellen und die Verfügbarkeit unterschiedlicher Energien von einigen AMeV am Linearbeschleuniger UNILAC bis in den AGeV-Bereich am Schwerionensynchrotron SIS-18 sowie dem Experimentierspeicherring ESR [FRANZKE 1987] machen die Anlage zu etwas Außergewöhnlichem. Die Forschungsschwerpunkte sind breit gefächert und reichen von der Biophysik mit der Tumorthherapie [KRAFT 2000a, b; DEBUS *et al.* 2004] über die Materialforschung, der Atomphysik und der Kernphysik bis hin zur Physik dichter Plasmen und hoher Energiedichten (HEDP = engl. „High Energy Density Physics“ oder auch WDM = engl. „Warm Dense Matter“).

Die Untersuchung der WDM wird unter anderem von LEE *et al.* [2002] vorgeschlagen. Dieser Bereich ist theoretisch nicht vollständig verstanden, obwohl der Pfad im  $\rho$ -T-Diagramm bei der Erzeugung eines Plasmas aus einem Festkörper immer durch die WDM-Phase läuft, siehe dazu Abbildung 1.1. Die Herstellung und Charakterisierung von WDM im Labor ist nur unter dynamischen Bedingungen möglich und eine experimentatorische Herausforderung.



**Abbildung 1.1.:** Phasendiagramm für Aluminium.

Der Bereich der warmen, dichten Materie (WDM) ist besonders hervorgehoben. Dieser Bereich ist an der Grenze zwischen dem idealen ( $\Gamma \ll 1$ ) und dem stark gekoppelten, nicht-idealen ( $\Gamma \gg 1$ ) Plasma für nicht zu hohe Temperaturen angesiedelt. Mit dem Ionenstrahl des SIS-18 sind Temperaturen bis einige eV bei Festkörperdichte möglich, und man befindet sich somit im Bereich der WDM. Bild entnommen aus LEE *et al.* [2002].

---

Den Bereich der WDM zu erforschen ist eine der Aufgaben der Abteilung Plasmaphysik beim GSI. Für diese Untersuchungen stehen zwei Messplätze am Teilchenbeschleuniger sowie leistungsfähige Lasersysteme zur Verfügung.

Am Experimentierplatz „Z6“ in der Experimentierhalle hinter dem UNILAC wird die Wechselwirkung von Schwerionenstrahlen mit extern erzeugten dichten Plasmen untersucht. Diese werden mit unterschiedlichen Techniken erzeugt: durch den Beschuss einer Folie durch das Lasersystem nhelix<sup>1</sup> [FRANK *et al.* 2010], in so genannten „Spreng-Experimenten“ durch das Zündung hochexplosiver Materialien [WEYRICH *et al.* 2006] oder mit Hilfe von elektrischen Entladungen [HOFFMANN *et al.* 1994]. Beim Durchgang des Schwerionenstrahls durch das Plasma lässt sich ein höherer Energieverlust feststellen als bei vergleichbar dichten Gasen. Seit dem Jahr 2008 werden in Kombination mit dem Petawatt-Lasersystem Phelix<sup>2</sup> am Z6-Messplatz neuartige Experimente möglich [BAGNOUD *et al.* 2009; HESSLING *et al.* 2010].

Am Hochtemperaturmessplatz „HHT“ steht der Ionenstrahl aus dem Schwerionensynchrotron SIS-18 zur Verfügung. Hier werden Vorgänge untersucht, die beim Beschuss fester Materie mit hochenergetischen Teilchenstrahlen ablaufen [HOFFMANN *et al.* 2002; VARENTSOV *et al.* 2007]. Bei maximaler Intensität und starker Fokussierung bietet der Ionenstrahl die Möglichkeit, Volumina im Bereich von Kubikmillimetern homogen zu heizen. Bei Anwendung der longitudinalen Strahlkompression bleibt die Dichte des Targets während dieser Zeit nahezu konstant, da die Expansion des Targetmaterials langsamer erfolgt. Diese Experimente ermöglichen es, den Bereich der WDM und die Zustandsgleichungen (EOS = *engl.* „equation-of-state“) von Materialien unter Bedingungen zu untersuchen, wie sie zum Beispiel in Braunen Zwergen oder im Inneren von Planeten zu finden sind. Weiterhin werden Diagnostiken und Targetgeometrien für Experimente der HEDgeHOB Kollaboration [HOFFMANN *et al.* 2005; GUTBROD 2006] an der zukünftigen Beschleunigeranlage „Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR)“ [HENNING 2004; SPILLER *et al.* 2005] – mit weiter gesteigerter Intensität und Energie – entwickelt und getestet.

Messungen werden mit theoretischen Modellen und Simulationen der EOS verglichen. Die Modelle reagieren dabei auf Parameter wie die Teilchenanzahl, das longitudinale und das transversale Profil des Ionenstrahls. Die Targetgeometrie und dynamische Parameter wie der Druck, die Leitfähigkeit und die Oberflächentemperatur des Targets fließen ebenfalls in die Berechnung mit ein.

Die Teilchenanzahl und das zeitliche Profil des Ionenstrahls können am HHT-Messplatz gut mit Strahlstromtransformatoren erfasst werden [REEG 1986; ESRF 2001]. Zur Ermittlung des transversalen Profils wurde bisher auf optischem Weg die strahlinduzierte Fluoreszenz in Gas ausgewertet [VARENTSOV *et al.* 2008]. Auch wurde eine kapazitive Sonde entwickelt, die das Verhältnis der Halbwertsbreiten – das so genannte Quadrupolmoment – sowie die Position am Interaktionspunkt vermessen kann [HUG 2006; BECKER *et al.* 2006].

---

<sup>1</sup> nhelix: Nanosecond High Energy Laser for Ion beam eXperiments

<sup>2</sup> Phelix: Petawatt High Energy Laser for Heavy Ion EXperiments

---

Auch die Temperatur ist eine Schlüsselgröße bei der Erforschung thermophysikalischer Größen wie der EOS. Sie kann in den vorgestellten Experimenten wegen der Dynamik des Experiments und der zu erwartenden hohen Werte nur kontaktlos erfasst werden. Dazu wird das von einem Bereich mit einem Durchmesser von  $200\text{ }\mu\text{m}$  emittierte Licht von einer Lichtsammeloptik – bestehend aus zwei off-axis Parabeln – in eine Glasfaser eingekoppelt und zu einem spektralen Analysator mit hoher zeitlicher Auflösung geleitet [N<sub>I</sub> 2006; N<sub>I</sub> *et al.* 2006, 2008]. Dieses System misst bei fünf verschiedenen Wellenlängen die Strahlungsleistung, aus der sich die scheinbare Temperatur ableiten lässt<sup>3</sup>. Um auf die physikalische Temperatur zu schließen, ist jedoch die Kenntnis der Emissivität erforderlich.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das bestehende Pyrometer um die Möglichkeit erweitert, die Reflexion an der Targetoberfläche zu messen und daraus die Emissivität zu berechnen. Das System wurde erstmals während der Durchführung von Experimenten in den Jahren 2008 bis 2010 eingesetzt und die Daten mit den Berechnungen aus der *in situ* Kalibrierung und von Emissions-Modellen verglichen.

Zunächst werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen diskutiert und in Kapitel 3 die Beschleunigeranlage beim GSI im Allgemeinen sowie der Hochtemperaturmessplatz HHT im Detail einschließlich der verwendeten Targets und Messgeräte vorgestellt.

Kapitel 4 beschreibt die Konstruktion und die Kalibrierung des Pyrometers sowie die durchgeführten Modifikationen und Erweiterungen für die Reflexionsmessungen.

Im anschließenden Kapitel 5 werden die Experimente mit einem Xenon- und Uranstrahl mit einer Teilchenanzahl von  $\approx 5 \cdot 10^9$  Ionen innerhalb einer Mikrosekunde und einer spezifischer Energie von  $E = 350\text{ AMeV}$  erläutert. Die aufgenommenen Daten werden ausgewertet, interpretiert und diskutiert.

Einen Ausblick auf zukünftige Anwendungen und Erweiterungen sowie mögliche Verbesserungen des Systems gibt das abschließende Kapitel 6.

---

<sup>3</sup> Scheinbare Temperatur, *engl.* „brightness temperature“: Die Temperatur, die ein Schwarzer Körper im thermischen Gleichgewicht bei gegebener Wellenlänge und Strahlungsleistung hätte.





---

## 2 Theoretische Grundlagen

Am HHT-Messplatz werden thermophysikalische Daten zur Berechnung der Zustandsgleichungen von Metallen unter extremen Bedingungen wie Druck und Temperatur erfasst. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Messung der thermischen Strahlung zur Berechnung der Temperatur an der Targetoberfläche. Daher werden in diesem Kapitel die Grundlagen der Thermodynamik kurz zusammengefasst und daraus Größen wie Temperatur und Wärmekapazität abgeleitet. Auf die Messung der Temperatur – mit Blick auf dynamische Experimente mit ihren Herausforderungen – wird ebenso eingegangen wie auf die Wechselwirkung hochenergetischer Schwerionenstrahlen mit fester Materie.

---

### 2.1 Thermodynamik

---

Im Alltag sind makroskopische Körper einfach zu charakterisieren, obwohl sie – aus atomarer Sicht gesehen – aus sehr vielen Teilchen<sup>1</sup> mit etlichen Freiheitsgraden bestehen. Diese spielen für die makroskopische Betrachtung jedoch nur eine untergeordnete Rolle.

Ein makroskopischer Körper kann stattdessen durch einen Satz von thermodynamischen Variablen – auch Zustandsgrößen genannt – beschrieben werden. Beispiele für solche Variablen eines idealen<sup>2</sup> Körpers sind das Volumen  $V$ , die Teilchenzahl(en)  $N_i (i = 1 \dots r)$  sowie die innere Energie  $U$ . Diese Variablen heißen „extensive“ Zustandsgrößen, da sie von der Systemgröße abhängen.

Mit dem Begriff der Wärme  $Q$  und der verrichteten Arbeit  $\delta W$  wird der Energieaustausch eines System mit seiner Umgebung beschrieben. Dieser Austausch führt zur Änderung der inneren Energie  $U$ , wie im ersten Hauptsatz der Thermodynamik dargestellt:

$$dU = \delta Q + \delta W \quad (2.1)$$

Die Änderung der inneren Energie  $U$  erfolgt hierbei über die nicht zugänglichen inneren Freiheitsgrade auf atomarer Ebene. Die Gesamtenergie eines abgeschlossenen Systems bleibt dabei stets unverändert.

---

<sup>1</sup> Nach Avogadro bestehen 12 g des Kohlenstoff-Isotops  $^{12}\text{C}$  aus  $N_A \approx 6,022 \cdot 10^{23}$  Teilchen [NIST a]

<sup>2</sup> Ideal bedeutet in diesem Fall: homogenen, isotrop, ungeladen, nicht magnetisch, keine Berücksichtigung von Oberflächeneffekten

---

### 2.1.1 Fundamentalrelationen – Entropie und innere Energie

---

Man postuliert die Entropie  $S(U, V, N_1 \dots N_r)$  als eine stetige, differenzierbare Funktion aller extensiven thermodynamischen Variablen. In Abwesenheit innerer Einschränkungen des Systems maximieren die Variablen die Entropie.

Die Entropie zusammengesetzter Systeme ist additiv. Sie ist somit eine homogene Funktion erster Ordnung ihrer thermodynamischen Variablen:  $S(\lambda U, \lambda V, \lambda N) = \lambda S(U, V, N)$

Sie ist insbesondere eine monoton wachsende Funktion der inneren Energie  $U$ . Aus der *entropischen* Fundamentalrelation  $S(U, X_i)$  kann daher eindeutig durch Inversion die *energetische* Fundamentalrelation  $U(S, X_i)$  hergeleitet werden. Daraus folgt, dass für maximale Entropie die innere Energie minimal wird und umgekehrt.

---

### 2.1.2 Zustandsgleichungen

---

Ausgehend von der energetischen Fundamentalrelation  $U(S, V, N_i)$  bildet man das totale Differenzial:

$$dU = \underbrace{\frac{\partial U}{\partial S} \Big|_{(V, N_i)}}_{:=T(S, V, N_i)} \cdot dS + \underbrace{\frac{\partial U}{\partial V} \Big|_{(S, N_i)}}_{:= -p(S, V, N_i)} \cdot dV + \sum_j \underbrace{\frac{\partial U}{\partial N_j} \Big|_{(S, V, N'_{i \neq j})}}_{:= \mu_j(S, V, N_i)} \cdot dN_j \quad (2.2)$$

Die partiellen Ableitungen  $T(S, V, N_i)$ ,  $p(S, V, N_i)$  und  $\mu_j(S, V, N_i)$  nennt man die Zustandsgleichungen für die Temperatur  $T$ , den Druck  $p$  sowie das chemische Potenzial  $\mu$ . Da diese Zustandsgleichungen nicht mehr von der Systemgröße abhängen, nennt man sie „intensive“ Variablen. Die gleichzeitige Kenntnis *aller* Zustandsgleichungen ist also äquivalent mit der Kenntnis *einer* thermodynamischen Fundamentalrelation.

Somit kann Gleichung 2.1 bei konstant gehaltener Teilchenzahl  $N_i$  auch formuliert werden als:

$$dU = \underbrace{T dS}_{\delta Q} - \underbrace{p dV}_{-\delta W} \quad (2.3)$$

---

### 2.1.3 Thermodynamische Potenziale

---

Die Fundamentalrelationen in der Entropie- und Energiedarstellung sind Funktionen der extensiven Variablen. Thermodynamische Potenziale werden eingesetzt, wenn auch intensive Variablen – die man durch partielle Ableitung bildet – zur vollständigen Beschreibung des Systems verwendet werden sollen. Dabei muss sichergestellt sein, dass keine Information durch

---

das Ableiten verloren geht. Dies wird durch die Legendre-Transformation geleistet. Notwendige Bedingung ist, dass die zweite Ableitung nichtverschwindend ist.

Die thermodynamischen Potenziale werden eingesetzt, wenn durch äußere Randbedingungen eine oder mehrere intensive Variablen konstant gehalten werden können. Zum Beispiel ist die „Freie Energie“  $F(T, V, N_i)$  eines Systems, das sich im thermischen Gleichgewicht mit einem Wärmebad bei konstanter Temperatur  $T$  befindet, minimal.

Die wichtigsten und bekanntesten thermodynamischen Potenziale und die daraus abgeleiteten Zustandsgleichungen lauten:

- Das Helmholtzpotenzial (Freie Energie  $F$ ):

$$F(T, V, N_i) = U(S, V, N_i) - TS$$
$$\Rightarrow S = - \left. \frac{\partial F}{\partial T} \right|_{(V, N_i)} ; p = - \left. \frac{\partial F}{\partial V} \right|_{(T, N_i)} ; \mu_i = \left. \frac{\partial F}{\partial N_i} \right|_{(T, V)}$$

- Die Enthalpie  $H$ :

$$H(S, p, N_i) = U(S, V, N_i) + pV \tag{2.4}$$
$$\Rightarrow V = \left. \frac{\partial H}{\partial p} \right|_{(S, N_i)} ; T = \left. \frac{\partial H}{\partial S} \right|_{(p, N_i)} ; \mu_i = \left. \frac{\partial H}{\partial N_i} \right|_{(S, p)}$$

- Das Gibbsche Potenzial (Freie Enthalpie)  $G$ :

$$G(T, p, N_i) = U(T, V, N_i) - TS + pV$$
$$\Rightarrow S = - \left. \frac{\partial G}{\partial T} \right|_{(p, N_i)} ; V = \left. \frac{\partial G}{\partial p} \right|_{(T, N_i)} ; \mu_i = \left. \frac{\partial G}{\partial N_i} \right|_{(T, p)}$$

---

## 2.1.4 Höhere Ableitungen

---

Höhere Ableitungen der Potenziale ergeben weitere Größen (Suszeptibilitäten):

- Molare isobare Wärmekapazität  $c_p$ :

$$c_p \equiv \frac{T}{N_i} \cdot \frac{\partial S}{\partial T} \bigg|_{(p, N_i)} = - \frac{T}{N_i} \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial T^2} \bigg|_{(p, N_i)} \quad (2.5)$$

- Molare isochore Wärmekapazität  $c_V$ :

$$c_V \equiv \frac{T}{N_i} \cdot \frac{\partial S}{\partial T} \bigg|_{(V, N_i)} = - \frac{T}{N_i} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \bigg|_{(V, N_i)} \quad (2.6)$$

- Isobarer thermischer Ausdehnungskoeffizient  $\alpha$ :

$$\alpha \equiv \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial V}{\partial T} \bigg|_{(p, N_i)} = \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial T \partial p} \bigg|_{N_i} \quad (2.7)$$

- Isotherme Kompressibilität  $\kappa_T$ :

$$\kappa_T \equiv - \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial V}{\partial p} \bigg|_{(T, N_i)} = - \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial^2 G}{\partial p^2} \bigg|_{(T, N_i)} \quad (2.8)$$

- Adiabatische Kompressibilität  $\kappa_S$ :

$$\kappa_S \equiv - \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial V}{\partial p} \bigg|_{(S, N_i)} = - \frac{1}{V} \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial p^2} \bigg|_{(S, N_i)} \quad (2.9)$$

Der Satz von Schwarz beschreibt die Gleichheit gemischter zweiter partiellen Differenzialquotienten:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2 f}{\partial y \partial x} \quad (2.10)$$

Angewendet auf die thermodynamischen Potenziale ergeben sich die maxwellschen Relationen, wie zum Beispiel:

$$\frac{\partial^2 G}{\partial p \partial T} = - \left. \frac{\partial S}{\partial p} \right|_{(T, N_i)} \equiv \frac{\partial^2 G}{\partial T \partial p} = \left. \frac{\partial V}{\partial T} \right|_{(p, N_i)} \quad (2.11)$$

Mit Hilfe der Gleichung 2.10 lassen sich die Gleichungen 2.5 - 2.9 auf drei Basisgrößen reduzieren. Daraus leitet sich schließlich folgender Zusammenhang her:

$$c_p = c_v + \frac{TV\alpha^2}{N\kappa_T} \quad (2.12)$$

$$\kappa_T = \kappa_S + \frac{TV\alpha^2}{Nc_p} \quad (2.13)$$

Aus Gleichung 2.12 geht sofort hervor, dass  $c_p > c_v$  gilt. Dies ist verständlich, da bei der isobaren Zustandsänderung Volumenarbeit verrichtet wird. Anzumerken bleibt, dass die Wärmekapazität nicht die latente Wärme für einen Phasenübergang beinhaltet.

---

## 2.2 Die Temperatur

---

Die Temperatur eines Körpers kennzeichnet die Möglichkeit, innere Energie in Form von Wärme abzugeben, siehe Gleichung 2.1. Sie ist nach Gleichung 2.2 eine intensive Variable und somit eine physikalische Zustandsgröße.

Die für eine Temperaturänderung  $\Delta T$  notwendige Menge an abgegebener oder zugeführter Wärme ist auch von Randbedingungen abhängig. So muss zum Beispiel zwischen einer isobaren und einer isochoren Zustandsänderung unterschieden werden, was sich in unterschiedlichen Wärmekapazitäten widerspiegelt. Dies wird durch die Gleichungen 2.5 und 2.6 ausgedrückt. Die Umrechnung erfolgt mittels Gleichung 2.12.

Bringt man zwei Körper in einem abgeschlossenen System mit unterschiedlicher Temperatur in thermischen Kontakt, fließt solange Wärme vom Körper mit der höheren Temperatur zum Körper mit der niedrigeren Temperatur, bis beide Körper die gleiche Temperatur haben. Die Endtemperatur liegt dabei zwischen den beiden Ausgangstemperaturen. Während die Summe der inneren Energien  $U$  unverändert bleibt, steigt die Entropie  $S$  des zusammengesetzten Systems an: Dieser Prozess ist *irreversibel* und gleichbedeutend mit der Aussage, dass Wärme nicht von selbst von einem Körper mit niedriger Temperatur zu einem Körper mit höherer Temperatur fließt (2. Hauptsatz der Thermodynamik).

Die Temperatur wird in Kelvin (K) angegeben und an veröffentlichten Referenzpunkten fixiert [PRESTON-THOMAS 1990a, b]. Im Folgenden werden Möglichkeiten zur Messung vorgestellt.

---

## Kontaktbehaftete Temperaturmessung

---

Zur kontaktbehafteten Messung der Temperatur werden Thermometer oder Sensoren verwendet. Eine gewisse Wärmemenge wird dabei vor und während der Messung zwischen dem System und dem Thermometer ausgetauscht. Die damit verbundene Messungenauigkeit – besonders bei kleinen Systemen – ist abhängig von den beteiligten Wärmekapazitäten (Parallelschaltung) sowie vom Temperaturunterschied. Für dynamische Experimente begrenzt zudem die Wärmeleitfähigkeit die zeitliche Auflösung. Mögliche Verluste innerhalb des Thermometers (Zuleitungen und Befestigungen) müssen unter Umständen ebenfalls berücksichtigt werden.

Die Messung erfolgt meist nach einer der beiden Methoden:

- Mechanische Anzeige durch unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizienten von Materialien (Flüssigkeitsthermometer, Bimetall, Thermostat).
- Erfassung elektrischer Größen wie thermoelektrische Spannung (Seebeck-Effekt) oder Widerstand von Kalt- (Metallen) und Heißleitern (Halbleitern).

Für aktuelle Experimente am HHT-Messplatz kommen kontaktbehaftete Messmethoden nicht in Betracht. Das geheizte Volumen umfasst nur einige  $\text{mm}^3$  oder weniger, und die geforderte zeitliche Auflösung liegt im Bereich von Nanosekunden. Weiterhin liegen die erreichten Temperaturen teilweise deutlich über den Schmelz- und Siedepunkten bekannter Materialien. Als Folge würden die Sonden zerstört werden.

---

## Kontaktlose Temperaturmessung

---

Kontaktlos arbeitende Messmethoden zur Ermittlung der Oberflächentemperatur nutzen das Strahlungsgesetz nach Planck aus. Dieses wird im anschließenden Abschnitt 2.3 vorgestellt. In Kapitel 4 ab Seite 43 werden entsprechende Messgeräte im Allgemeinen sowie das in dieser Arbeit verwendete Pyrometer im Detail erläutert.

---

## 2.3 Strahlungsgesetz

---

Jeder physikalische Körper emittiert und absorbiert elektromagnetische Strahlung. Die Gesamtleistung  $P$  der abgegebenen Strahlung eines Schwarzen Körpers von der Fläche  $A$  ist nur von der Temperatur  $T$  abhängig. Diese wird durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz [STEFAN 1879; BOLTZMANN 1884] mit der Stefan-Boltzmann-Konstante  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$  [NIST c] berechnet:

$$P = \sigma \cdot A \cdot T^4 \quad (2.14)$$

Hat der Körper eine höhere beziehungsweise niedrigere Temperatur als seine Umgebung, so ist die Emission größer respektive kleiner als die Absorption. Befindet sich der Körper im thermischen Gleichgewicht mit seiner Umgebung, sind Emission und Absorption gleich, und es findet im zeitlichen Mittel kein Energiefluss statt.

Zwei empirische Gesetze wurden entwickelt, die versuchen sollten, die spezifische<sup>3</sup> spektrale Intensität (Strahldichte)  $L_{\Omega,\lambda}^o(T)$  der Schwarzkörperstrahlung<sup>4</sup> zu beschreiben. Beide Gesetze beschreiben jedoch das Spektrum nur unvollständig.

---

### 2.3.1 Rayleigh-Jeans-Gesetz

---

Das Rayleigh-Jeans-Gesetz war der erste empirische Versuch, die spezifische Strahldichte eines Schwarzen Körpers bei gegebener Temperatur  $T$  zu formulieren. Der Ausdruck

$$L_{\Omega,\lambda}^o(T) = \frac{2c}{\lambda^4} k_B T \quad (2.15)$$
$$\text{bzw. } L_{\Omega,\nu}^o(T) = \frac{2\nu^2}{c^2} k_B T$$

beschreibt die spektrale Strahldichte nur für lange Wellenlängen richtig. Für kurze Wellenlängen divergiert die Funktion und somit auch das Integral für die Gesamtstrahldichte  $\int L_{\Omega,\lambda}^o(T) d\lambda$ . Diese Eigenschaft wurde von EHRENFEST [1911] als „Ultraviolett-Katastrophe“ bezeichnet.

---

<sup>3</sup> Je nach Anwendung wird eine Darstellung in Abhängigkeit der Frequenz  $\nu$  oder der Wellenlänge  $\lambda$  benutzt. Die spezifischen Strahldichten können jedoch wegen unterschiedlicher Einheiten nicht direkt miteinander verglichen werden:  $L_{\Omega,\lambda}^o(T) \neq L_{\Omega,\nu}^o(T)$

Es gilt jedoch für die Beziehung für die Gesamtstrahldichte  $L_{\Omega}^o = \int L_{\Omega,\lambda}^o(T) d\lambda = \int L_{\Omega,\nu}^o(T) d\nu$  sowie  $\lambda = c\nu^{-1}$ . Daraus leiten sich die Ausdrücke  $|d\lambda| = c\nu^{-2}|d\nu|$  und  $|d\nu| = c\lambda^{-2}|d\lambda|$  ab.

<sup>4</sup> Der Index  $^o$  kennzeichnet Größen eines Schwarzen Körpers.

---

### 2.3.2 Wiensches Strahlungsgesetz

---

Das nach WIEN [1896] benannte Gesetz beschreibt die spektrale Strahldichte für kurze Wellenlängen hinreichend genau, weicht für lange Wellenlängen jedoch ab:

$$L_{\Omega,\lambda}^o(T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}}} \quad (2.16)$$

Es gibt das „Wiensche Verschiebungsgesetz“ korrekt wieder. Es besagt, dass das Produkt aus der Temperatur  $T$  und der Wellenlänge mit maximaler Strahlungsleistung  $\lambda_{max}$  konstant ist:

$$T \cdot \lambda_{max} \approx 2,897 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

---

### 2.3.3 Strahlungsgesetz nach Planck

---

Planck gelang es, die Konstanten  $C_1$  und  $C_2$  in Gleichung 2.16 bis auf eine *Hilfskonstante*  $h$  durch Naturkonstanten zu ersetzen. Als Ergebnis erhält man eine Gleichung, welche die gemessene spektrale Strahldichte für einen Schwarzen Körper korrekt beschreibt:

$$L_{\Omega,\lambda}^o(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (2.17)$$

Für hohe Temperaturen oder lange Wellenlängen geht diese durch die Reihenentwicklung  $e^x - 1 = x + \mathcal{O}(x^2)$  für  $x \rightarrow 0$  in das Rayleigh-Jeans-Gesetz (Gleichung 2.15) über. Für niedrige Temperaturen oder kurze Wellenlängen erhält man wegen  $hc \gg \lambda k_B T$  wieder das Wiensche Strahlungsgesetz (Gleichung 2.16).

Durch Integration über alle Wellenlängen  $\lambda$  erhält man die Gesamtstrahldichte  $L_{\Omega}^o$ . Die Integration über den gesamten Halbraum ergibt die spezifische Ausstrahlung  $M^o(T)$ , aus der sich unmittelbar das Stefan-Boltzmann-Gesetz ableiten lässt:

$$M^o(T) = \sigma T^4$$

---

### 2.3.4 Strahlung in einem Hohlraum

---

Ein Hohlraum, dessen Wände auf der Temperatur  $T$  konstant gehalten werden, wird im Gleichgewicht ebenfalls von einem Strahlungsfeld gefüllt sein. Dessen Eigenschaften werden durch



Gleichung 2.17 beschrieben. Es kann gezeigt werden, dass die spektrale Energiedichte im Hohlraum gegeben ist durch:

$$u_{\lambda}^o(T) = \frac{4}{c} L_{\Omega, \lambda}^o(T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1} \quad (2.18)$$

Wie beim Stefan-Boltzmann-Gesetz ergibt sich durch Integration über alle Wellenlängen  $\lambda$  und den gesamten Halbraum folgende Temperaturabhängigkeit:

$$U^o(T) = \frac{4}{c} \sigma T^4$$

Kirchhoff zeigte bereits 1859, dass die Energiedichte  $u_{\lambda}^o(T)$  *unabhängig* vom Material und den Wandeigenschaften ist. Dies macht einen Hohlraum interessant für Temperaturmessungen. Die hierfür notwendige Auskopplung eines Teils der Strahlung darf das Gleichgewicht jedoch nicht stören. Es hat sich als praktikabel erwiesen, wenn die Öffnungen nicht mehr als 5% der gesamten Oberfläche einnimmt.

---

### 2.3.5 Plancksche Strahlungsformel nach Einstein

---

Man betrachte einen Körper mit zwei beliebigen, aber diskreten Energieniveaus  $E_1$  und  $E_2$ , die sich um  $\Delta E = E_2 - E_1 \equiv h \cdot \nu = hc/\lambda$  unterscheiden. Nach Einstein sind zwischen den beiden Niveaus drei Strahlungsübergänge möglich: die *Absorption* sowie die *spontane* und *stimulierte Emission*. Die dabei vernichteten oder erzeugten Photonen haben die Wellenlänge  $\lambda$ .

Dieser Körper stehe im thermischen Gleichgewicht mit einem Strahlungsfeld mit der Temperatur  $T$  und der daraus resultierenden spektralen Energiedichte  $u_{\lambda}^o$ , siehe Gleichung 2.18. Die Absorption eines Photons mit passender Wellenlänge  $\lambda$  aus dem Strahlungsfeld hebt ein Elektron aus dem Niveau  $E_1$  auf das energiereichere Niveau  $E_2$  an. Fällt das Elektron von  $E_2$  auf  $E_1$  zurück, emittiert es ein Photon mit der gleichen Wellenlänge  $\lambda$ . Die Anzahl der Elektronen im Niveau  $E_1$  beziehungsweise  $E_2$  bezeichnet man als die Besetzungszahlen  $N_1$  respektive  $N_2$ .

Die Ratengleichungen beschreiben die Be- und Entvölkerungen eines Niveaus. Bei dem gegebenen System sind diese für beide Niveaus bis auf das Vorzeichen identisch und werden beschrieben durch:

$$\frac{d}{dt} N_1 = -\frac{d}{dt} N_2 = u_{\lambda}^o(T) \cdot \left( \underbrace{N_2 \cdot B_{21}}_{\text{Stimulierte Emission}} - \underbrace{N_1 \cdot B_{12}}_{\text{Absorption}} \right) + \underbrace{N_2 \cdot A_{21}}_{\text{Spontane Emission}} \quad (2.19)$$

Die Parameter  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  und  $B_{12}$  werden „Einstein Koeffizienten“ genannt.

Wenn die Anzahl der Übergänge  $N_1 \rightarrow N_2$  und  $N_2 \rightarrow N_1$  im zeitlichen Mittel gleich ist, dann befindet sich das System im thermischen Gleichgewicht:

$$\frac{d}{dt}N_1 = -\frac{d}{dt}N_2 = 0 \quad (2.20)$$

Aus Gleichung 2.19 und 2.20 lässt sich das Verhältnis der Besetzungszahlen formulieren:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{B_{21} \cdot u_\lambda^o(T) + A_{21}}{B_{12} \cdot u_\lambda^o(T)} \quad (2.21)$$

Mit Hilfe der Boltzmann-Statistik lässt sich die Besetzungszahl  $N_i$  im  $i$ -ten Zustands mit dem dazugehörigen Energieniveau  $E_i$  in Abhängigkeit der Temperatur  $T$  angeben:

$$N_i = N_0 e^{-\frac{E_i}{k_B T}} \quad (2.22)$$

Einsetzen in 2.21 ergibt das Verhältnis der Besetzungszahlen:

$$\begin{aligned} \frac{N_1}{N_2} &= \frac{e^{-E_1/k_B T}}{e^{-E_2/k_B T}} \\ &= e^{\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} \\ &= e^{\frac{h\nu}{k_B T}} = e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Gleichsetzen von 2.21 und 2.23 ergibt nach Umstellung:

$$u_\lambda^o(T) = \frac{A_{21}}{B_{12} \cdot e^{hc/\lambda k_B T} - B_{21}} \quad (2.24)$$

Für  $T \rightarrow \infty$  muss auch  $u_\lambda^o(T) \rightarrow \infty$  gelten, während die Einsteinkoeffizienten konstant bleiben:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} u_\lambda^o(T) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{A_{21}}{B_{12} \cdot e^{hc/\lambda k_B T} - B_{21}} = \infty$$

Daraus folgt, dass der Nenner gegen 0 konvergiert:

$$\begin{aligned}\lim_{T \rightarrow \infty} (B_{12} \cdot e^{hc/\lambda k_B T} - B_{21}) &= 0 \\ B_{12} \cdot e^0 - B_{21} &= 0 \\ \Leftrightarrow B_{12} &= B_{21}\end{aligned}\tag{2.25}$$

Dieses Ergebnis in 2.24 eingesetzt führt zu:

$$u_{\lambda}^o(T) = \frac{A_{21}}{B_{12} \left( e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} - 1 \right)}\tag{2.26}$$

Für lange Wellenlängen kann der Exponent entwickelt werden:

$$e^{\frac{hc}{\lambda k_B T}} \approx 1 + \frac{hc}{\lambda k_B T} + \dots\tag{2.27}$$

Damit wird 2.26 schließlich zu:

$$u_{\lambda}^o(T) = \frac{A_{21}}{B_{12}} \cdot \frac{\lambda k_B T}{hc}\tag{2.28}$$

Für lange Wellenlängen beschreibt das Rayleigh-Jeans-Gesetz (2.15) die spektrale Energiedichte im Strahlungsfeld:

$$u_{\lambda}^o(T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{\lambda k_B T}{hc} = \frac{8\pi}{\lambda^4} k_B T\tag{2.29}$$

Der Vergleich liefert:

$$\frac{A_{21}}{B_{12}} = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}\tag{2.30}$$

Als Ergebnis erhält man das Strahlungsgesetz für die spektrale Energiedichte im Hohlraum:

$$u_{\lambda}^o(T) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda k_B T} - 1)}\tag{2.31}$$

---

### 2.3.6 Schwarzer Körper und Emissivität

---

Ein Schwarzer Körper ist per Definition ein idealer thermischer Strahler. Das von ihm emittierte Spektrum  $L_{\Omega,\lambda}^o(T)$  wird durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben und ist nur von der Temperatur  $T$  abhängig. Weiterhin ist die Strahlung eines Schwarzen Körpers richtungsunabhängig und vollständig diffus. Einen Körper mit dieser Eigenschaft bezeichnet man als „Lambert-Strahler“. Zudem absorbiert ein Schwarzer Körper sämtliche auf ihn eintreffende Strahlung vollständig.

In der Realität kommen Schwarze Körper jedoch nicht vor. Die Emissivität  $\epsilon$  – auch Emissionsgrad genannt – beschreibt die Eigenschaft eines Körpers, nur einen bestimmten Anteil der Strahlung – im Vergleich zu einem Schwarzen Körper mit gleicher Temperatur – abzugeben. Die Emissivität kann von Größen wie der Wellenlänge, der Temperatur, der Richtung oder der Oberflächenbeschaffenheit abhängen. Das gemessene Spektrum  $L_{\Omega,\lambda}^*(T)$  eines realen Körpers lässt sich durch eine modifizierte Planck-Formel – siehe auch Gleichung 2.17 – angeben:

$$L_{\Omega,\lambda}^*(T) = \epsilon(T)_{\Omega,\lambda} \cdot L_{\Omega,\lambda}^o(T) \quad (2.32)$$

Ebenso absorbiert ein realer Körper auf ihn eintreffende Strahlung nicht vollständig. Der nicht absorbierte Teil der Strahlung wird entweder reflektiert oder transmittiert. Für opake Körper bedeutet dies, dass sich die Emissivität  $\epsilon$  und die Reflektivität  $R$  ergänzen:

$$\epsilon + R = 1 \quad (2.33)$$

Die Emissivität ist  $\epsilon < 1$ . Dies hat zur Folge, dass die physikalische Temperatur eines realen Körpers stets höher ist als die eines mit gleichem Spektrum strahlenden Schwarzen Körpers. Wegen der möglichen Richtungsabhängigkeit gilt die Beziehung 2.33 daher streng genommen nur, wenn über den ganzen Raum und alle Wellenlängen integriert wird.

Im besonderen Fall, dass der Emissionsgrad für alle Wellenlängen gleich ist, spricht man auch von einem „grauen Körper“:  $\epsilon_{\text{grau}}(T, d\Omega) = \epsilon(T, \lambda, d\Omega)$ .

Der nicht bekannte Emissionsgrad kann unter anderem durch eine der im Folgenden vorgestellten Methoden ermittelt werden.

---

#### Referenzpunkte

---

Eher für den industriellen Einsatz (Metallverarbeitung) entwickelt, gibt es die Möglichkeit, einen Teil der Oberfläche mit einer Farbe mit bekannten Emissionseigenschaften zu behandeln [BRANDT *et al.* 2008]. Die Targets für Experimente am HHT-Messplatz wurden bisher nicht mit

---

einer solchen Farbe behandelt, da diese lediglich für den festen Zustand in Frage kommt. Außerdem beeinflusst die Farbe die Messung des Reflexionssignals vor der Interaktion mit dem Ionenstrahl. Des Weiteren kann der Einfluss der verdampften Farbe nach dem Schmelzen der Targets auf die Temperaturmessung nicht abgeschätzt werden.

---

### Laser-Polarimeter

---

Die Funktionsweise eines Laser-Polarimeters wird unter anderem ausführlich von SEIFTER [2001]; SEIFTER *et al.* [2002] erläutert. Bei diesem Verfahren wird die Oberfläche des Targets mit einem Laser beleuchtet und der Polarisationszustand des reflektierten Lichtes analysiert. Aus dem komplexen Brechungsindex und Extinktionskoeffizienten kann der normale spektrale Emissionskoeffizient berechnet werden.

Da diffuse Reflexion in der Regel zur Depolarisation des Lichtes führt, ist diese Methode nur für ideal glatte Oberflächen brauchbar [SEIFTER *et al.* 2004]. Des Weiteren reagiert die Messung empfindlich auf Verkipfung und Bewegung des Targets. Die Methode kommt somit für Experimente am HHT-Messplatz nicht in Betracht, da sich die Oberflächeneigenschaften durch die Interaktion mit dem Ionenstrahl verändern und das Target sich ausdehnt.

---

### Ulbricht-Kugel

---

Eine Ulbricht-Kugel dient zur Erzeugung diffuser Strahlung aus gerichteter Strahlung oder zur Integration der Strahlung divergenter Quellen. Es handelt sich um eine Hohlkugel, deren Innenseite mit einem möglichst gut und diffus reflektierenden Material beschichtet ist. Sie darf nicht mit einem Hohlraum verwechselt werden, bei dem sich das Strahlungsfeld im thermischen Gleichgewicht mit den Wänden befindet. Daraus folgt unmittelbar, dass eine Ulbrichtkugel das Spektrum der Lichtquelle nicht verändert.

Die zu untersuchende Probe oder ein Referenznormal wird an einer Öffnung oder innerhalb der Kugel installiert und von einer Lichtquelle unter einem kleinen Winkel zur Normalen beleuchtet. Meist im rechten Winkel zur Lichtquelle angeordnet befindet sich ein Lichtsensor, der die Intensität des diffus reflektierten und integrierten Lichtes erfasst. Durch den Einsatz bekannter Referenznormale kann der Signalstärke des Lichtsensors eine Reflektivität zugeordnet werden. Im Prinzip ist es möglich, den Anteil der gerichteten Reflexion auszukoppeln und separat zu vermessen.

Die experimentellen Bedingungen am HHT-Messplatz lassen die Verwendung dieser Methode nicht zu. Das Target muss sehr dicht an die Öffnung der Kugel gefahren werden, um einen möglichst großen Raumwinkel zu erfassen. Die Konstruktion und Ausrichtung der Targets (siehe auch Kapitel 3) erlaubt dies jedoch nicht. Außerdem werden die meisten Targets während

des Experiments zerstört: es ist damit zu rechnen, dass Teile des Targetmaterials in die Kugel gelangen, sich auf deren Innenseite ablagern und somit die Kalibrierung beeinträchtigen.

---

### Verhältnis- und Mehrkanalpyrometer

---

Bei einem Verhältnispyrometer werden die gemessenen spektralen Strahldichten  $L_{\Omega,\lambda}^*$  zweier benachbarter Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  verglichen. Hierbei wird wie beim grauen Körper angenommen, dass die Emissivität  $\epsilon$  für beide Wellenlängen gleich ist. Bei der Bildung des Verhältnisses kürzt sich die zunächst unbekannte Emissivität heraus. Mit einem numerischen Verfahren kann die Temperatur  $T$  gefunden werden, für welche die folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\frac{L_{\Omega,\lambda_1}^*(T)}{L_{\Omega,\lambda_2}^*(T)} = \frac{\epsilon \cdot L_{\Omega,\lambda_1}^o(T)}{\epsilon \cdot L_{\Omega,\lambda_2}^o(T)} = \frac{L_{\Omega,\lambda_1}^o(T)}{L_{\Omega,\lambda_2}^o(T)} \quad (2.34)$$

Alternativ kann die Emissivität  $\epsilon$  gesucht werden, welche die Differenz der Temperaturen minimiert. Diese berechnet sich mit der inversen Planckfunktion  $L_{\Omega,\lambda}^{-1}(L^*)$  aus der gemessenen Strahldichte für die jeweilige Wellenlänge gemäß:

$$\min_{\epsilon} \left[ L_{\Omega,\lambda_1}^{-1} \left( \frac{L_{\Omega,\lambda_1}^*}{\epsilon} \right) - L_{\Omega,\lambda_2}^{-1} \left( \frac{L_{\Omega,\lambda_2}^*}{\epsilon} \right) \right] \quad (2.35)$$

Das am HHT-Messplatz verwendete Pyrometer arbeitet auf fünf unterschiedlichen Wellenlängen gleichzeitig. Betrachtet man nur die Kombinationen der direkt benachbarten Kanäle, so enthält dieses Mehrkanalpyrometer bereits vier Vergleichspyrometer.

Mehrere Kanäle können gleichzeitig berücksichtigt werden, in dem die Streuung der einzelnen Temperaturen zu einer mittleren Temperatur minimiert wird.

---

### Gerichtete Reflexion

---

Gleichung 2.33 besagt, dass die Emissivität aus der Reflektivität berechnet werden kann. Die gerichtete Reflexion kommt zum Einsatz, wenn sich der Charakter der Reflexion während der Messung nicht zwischen diffus und spiegelnd ändert, und die Verwendung einer Ulbrichtkugel (siehe Abschnitt 2.3.6 auf Seite 17) nicht möglich ist.

Der Charakter und die Stärke der Reflexion kann durch Verunreinigungen und Kratzer der Oberfläche beeinflussen werden. Durch den Schmelzprozess ist zu erwarten, dass die Targetoberfläche gereinigt und geglättet wird. Daher ist es notwendig, die Oberfläche des Targets bereits vor dem Experiment möglichst gut zu säubern und zu polieren. Dadurch wird eine spiegelnde Oberfläche hergestellt, die keine diffuse Streuung erzeugt.

---

Eine Vorrichtung zur Messung der gerichteten Reflexion lässt sich in den vorhandenen Aufbau zur Temperaturmessung integrieren. Die Herausforderungen und notwendigen Modifikationen für diesen Umbau werden in Abschnitt 4.4 ab Seite 50 ausführlich beschrieben.

---

## 2.4 Eigenschaften der Metalle

---

Als Targetmaterial werden zur Zeit am HHT-Messplatz ausschließlich Metalle verwendet, die mit circa 80% die überwiegende Anzahl der chemischen Elemente im Periodensystem darstellen. Insbesondere existiert für Metalle ein Zusammenhang zwischen Reflexionsvermögen und elektrischer Leitfähigkeit [HAGEN u. RUBENS 1903]. Deshalb besteht ein besonderes Interesse an der gleichzeitigen Messung dieser Parameter in aktuellen und zukünftigen Experimenten.

Die metallische Bindung ist durch das Auftreten frei beweglicher Valenz-Elektronen (Elektronengas) gekennzeichnet. Die positiv geladenen Atomrümpfe bilden eine Kristallstruktur. Am häufigsten kommt hierbei der kubische Gittertyp vor.

Hieraus resultieren die typischen Eigenschaften der Metalle:

- Gute elektrische und thermische Leitfähigkeit.
- Hohe Reflektivität (metallischer Glanz) und Opazität.
- Gute Verformbarkeit.
- Hoher Schmelz- und Siedepunkt.

---

## 2.5 Wechselwirkung von Ionenstrahlen mit Materie

---

Zur Heizung der Targets am HHT-Messplatz werden hochenergetische und hochgeladene Schwerionenstrahlen verwendet. Da hohe Ladungszustände naturgemäß nur bei schweren Elementen erreichbar sind, werden die Experimente üblicherweise mit  $^{238}\text{U}^{73+}$  durchgeführt. Aber auch  $^{124}\text{Xe}^{48+}$  wurde bereits erfolgreich eingesetzt. Die spezifische Energie der Projektile liegt dabei bei  $E = 350 \text{ A MeV}$ , was circa 60% der Lichtgeschwindigkeit entspricht.

Treffen solche geladenen Teilchen auf Materie, erfahren diese entlang ihrer Trajektorie durch das Material einen Energieverlust. Dieser lässt sich in der Regel einem oder mehrere der folgenden Prozesse zuordnen:

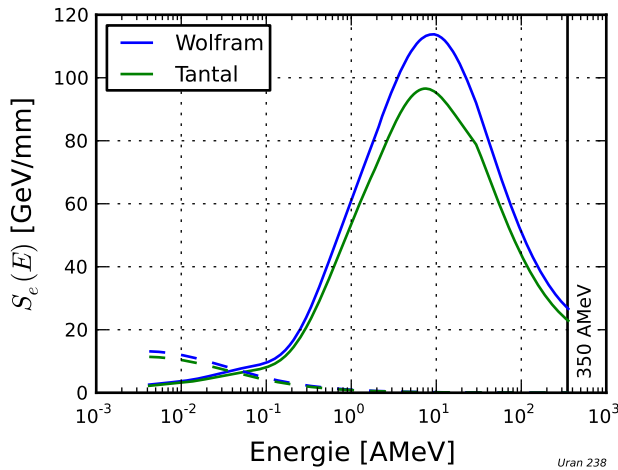
- Elektronische Anregung und Ionisation der Targetatome.
- Elektronische Anregung und Umladungseffekte der Projektilatome.
- Elastische Stöße mit und Anregung von Atomkernen.
- Emission elektromagnetischer Strahlung (Bremsstrahlung).

Die Wichtung der einzelnen Prozesse zum totalen Energieverlust hängt neben der Beschaffenheit des Targets und der Teilchenstrahlen (Ladungszustand) auch von der kinetischen Energie des Projektils ab. Für Energien im Bereich  $E = 350 \text{ AMeV}$  ist die Anregung und Ionisation des Targets die maßgebliche Wechselwirkung. Man spricht vom *elektronischen Energieverlust*  $S_e$ <sup>5</sup>. Dieser berechnet sich nach der von BETHE [1930] veröffentlichten und nach ihm benannten Formel in Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z_p$  des Projektils und der Elektronendichte  $n_e$  des Targetmaterials wie folgt:

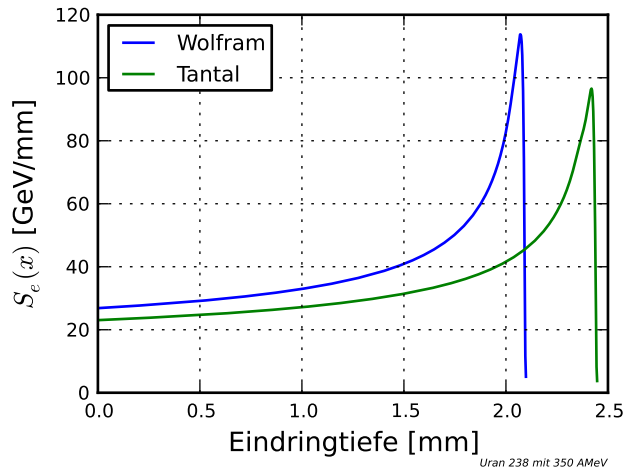
$$S_e = -\frac{dE}{dx} = \frac{Z_p^2 e^4 n_e}{4\pi \cdot \epsilon_0^2 m_e v_p^2} \cdot \ln \frac{2m_e v_p^2}{\langle I_e \rangle} \quad (2.36)$$

Für ein schweres Ion als Projektil muss beachtet werden, dass sich ein mittlerer effektiver Ladungszustand  $Z_p = q_{eff}$  einstellt. Diesen und das mittlere Ionisationspotenzial der Elektronen  $\langle I_e \rangle$  ermittelt man durch Anpassung an zahlreiche experimentelle Daten. Die Ergebnisse werden zum Beispiel im Programm SRIM von ZIEGLER [2004] verwendet. Zahlreiche Kombinationen von Projektilen und Targets können über einen weiten Energiebereich ausgegeben werden.

In Abbildung 2.1(a) sind die durch SRIM ausgegebenen Energieverlustkurven  $S(E)$  für ein  $^{238}\text{U}$ -Ion in Wolfram und Tantal dargestellt. Daraus wurde in Abbildung 2.1(b) numerisch der Energieverlust  $S(x)$  mit einer Ausgangsenergie von  $E_0 = 350 \text{ AMeV}$  berechnet.



(a)  $S_e$  von  $^{238}\text{U}$  in Abhängigkeit der Energie. Gestrichelt der Anteil des nuklearen Energieverlustes  $S_n$ , der bei niedrigen Energien dominiert.



(b)  $S_e$  in Abhängigkeit der zurückgelegten Strecke im Targetmaterial. Deutlich sichtbar ist der Bragg-Peak, der gleichzeitig (etwa) die Eindringtiefe markiert.

**Abbildung 2.1.:** Differenzieller Energieverlust von  $^{238}\text{U}$ .

<sup>5</sup> Abgeleitet von engl. *Stopping Power*



---

## 3 Experimenteller Aufbau

Im Folgenden werden die Beschleunigeranlage am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH in Darmstadt [GSI] im Allgemeinen und der Hochtemperaturmessplatz HHT im Detail vorgestellt. Eine Übersicht über die Forschungseinrichtung sowie den Messplatz ist in Abbildung 3.1 gegeben.

---

### 3.1 Die Beschleunigeranlage

---

Das GSI betreibt eine weltweit einzigartige Beschleunigeranlage. Aus bis zu drei Ionenquellen können gleichzeitig Ionen aus dem gesamten Periodensystem – von Wasserstoff (Protonen) bis Uran – erzeugt werden. Es kann dabei jedoch je Quelle immer nur ein Isotop mit der Massezahl  $A$  eines Elementes verwendet werden.

Jedem Experiment wird mindestens ein „virtueller Beschleuniger“ zugeordnet. Mehrere virtuelle Beschleuniger für einen Messplatz erlauben das schnelle Umschalten zwischen verschiedenen Einstellungen wie Ionensorte, spezifische Energie, transversales und longitudinales Strahlprofil. Die Strahlanforderungen der Experimente werden in den „Super-Zyklus“ des Kontrollsystems eingereiht, der die Ionen abwechselnd mit der angeforderten Energie an die verschiedenen Experimentierplätze verteilt. Dies ermöglicht den parallelen Betrieb der Ionenquellen und Experimente gleichermaßen. Der Zyklus kann priorisiert werden, damit ein parasitäres Experiment nicht das Hauptexperiment beeinträchtigt. Umgekehrt steht einem parasitären Experiment mehr Strahl zur Verfügung, wenn das Hauptexperiment den Strahl nicht anfordert. Für Experimente am HHT-Messplatz ist der parasitäre Betrieb ausreichend, da die präzise Ausrichtung der Targets zeitintensiv ist.

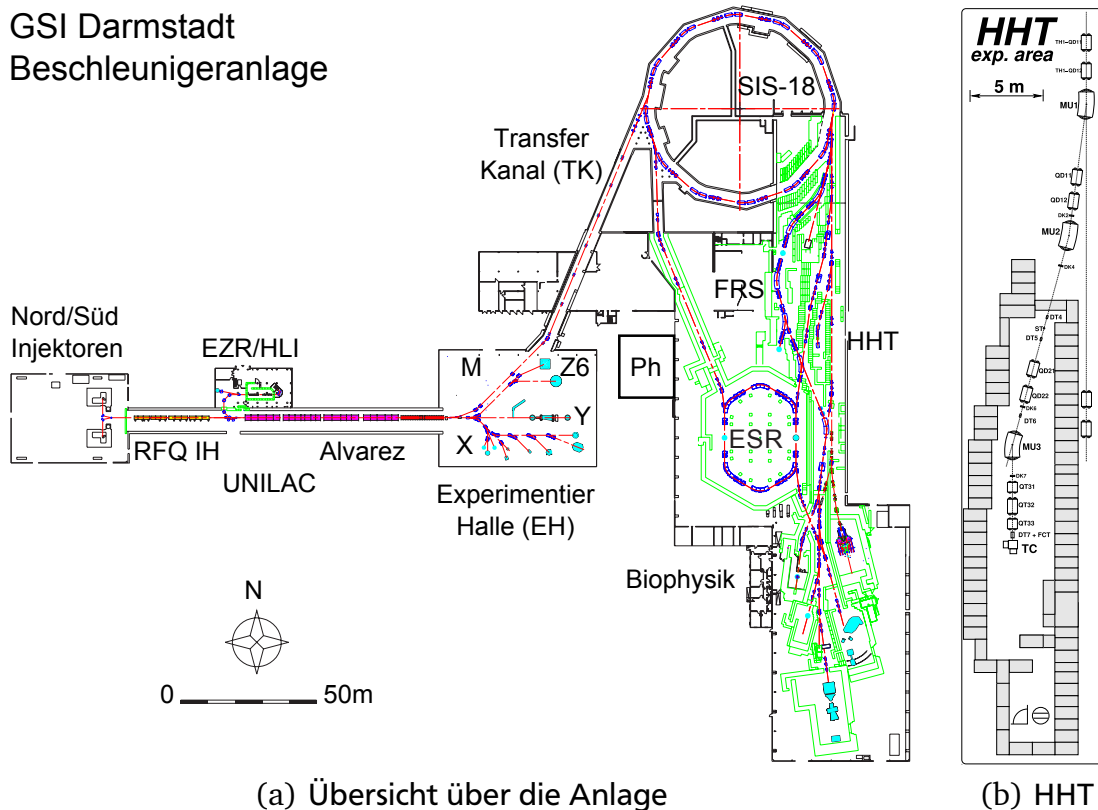
---

#### 3.1.1 Ionenquellen

---

Derzeit werden beim GSI zur Erzeugung von Ionen mit niedrigem Ladungszustand hauptsächlich Quellen der Typen Penning (PIG), MUCIS oder MEVVA (Nord- und Südinjektor), sowie eine Elektron-Zyklotron-Resonanz-Ionenquelle (EZR) für hochgeladene Ionen (Hochladungsinjektor, HLI) eingesetzt. Eine Übersicht über die verwendeten Quellentypen und deren Weiterentwicklung findet man zum Beispiel in GIRARD u. MELIN [1996], WOLF [1996], SPÄDTKE *et al.* [1998], ANGERT [1998] und RATZINGER [2001].

## GSI Darmstadt Beschleunigeranlage



**Abbildung 3.1.:** Übersicht über die Beschleunigeranlage:

Der UNILAC wird wahlweise durch die links gelegenen Nord- bzw. Südinjektoren oder den Hochladungsinjektor (HLI) befüllt. Anschließend steht der Ionenstrahl für Experimente in der Experimentierhalle (EH) zur Verfügung, wo sich unter anderem der Z6 Messplatz befindet. Weiterhin dient der UNILAC als Injektor für das Schwerionensynchrotron SIS-18 oben rechts. Hier werden die Ionen weiter beschleunigt und an die Hochenergiemessplätze im Bereich rechts und unten verteilt. Hier befindet sich auch der HHT-Messplatz, der in (b) noch einmal hervorgehoben ist.

### 3.1.2 Linearbeschleuniger UNILAC

Der 120 Meter lange „**Universal Linear Accelerator**“ (UNILAC) besteht aus mehreren Abschnitten. Die Ionen des Nord- und Südinjektors werden zunächst bei niedrigen Ladungszuständen durch eine „radio frequency quadrupole (RFQ)“-Struktur, gefolgt von IH-Strukturen bei  $f_{RFQ} = 36,136 \text{ MHz}$  auf  $1,4 \text{ AMeV}$  beschleunigt. An dieser Stelle kann der Ladungszustand erhöht oder die Ionen aus der dritten Quelle, dem Hochladungsinjektor (HLI), injiziert werden. Die anschließenden vier Alvarez Driftrohr-Strukturen beschleunigen die Ionen bei einer Frequenz von  $f_{Alv} = 3 \cdot f_{RFQ} = 108,408 \text{ MHz}$  auf bis zu  $11,4 \text{ AMeV}$ . In Einzelresonatoren kann die Energie wieder verringert oder – je nach Ionensorte – auf maximal  $17,5 \text{ AMeV}$  (für Protonen) erhöht werden.

Der Ionenstrahl steht nach der Beschleunigung durch den UNILAC an den Messplätzen in der Experimentierhalle (EH) an den Strahlzweigen X, Y, Z und M zur Verfügung. Alternativ kann der

---

Linearbeschleuniger als Injektor für das Schwerionensynchrotron SIS-18 verwendet werden. Die typische Einschussenergie des UNILAC in das SIS-18 liegt bei 11,4 A MeV. Im so genannten Transferkanal (TK) wird der Ladungszustand bei Bedarf vor der Injektion in das SIS-18 nochmals erhöht und mit Hilfe eines Ladungsseparators der gewünschte Ladungszustand ausgewählt.

---

### 3.1.3 Schwerionensynchrotron SIS-18

---

Das Schwerionensynchrotron SIS-18 ist ein aus 12 Superperioden bestehender Kreisbeschleuniger mit einem Umfang von  $U \approx 217$  m. Die maximale magnetische Steifigkeit liegt – wie im Namen angedeutet – bei  $B \cdot \rho = 18$  Tm. Dies erlaubt für leichte Ionen eine spezifische Teilchenenergie von bis zu 2 A GeV respektive 4,5 GeV für Protonen.

Das SIS-18 verfügt über zwei gegenüberliegende Beschleunigungsstrecken sowie einen Elektronenkühler [POTH 1990; STECK *et al.* 2000]. Dadurch kann die transversale Emittanz verringert und somit der benötigte Phasenraum reduziert werden. Dies ermöglicht eine stärkere Fokussierung des Ionenstrahls auf dem Target.

---

#### Injektion

---

Durch Variation der Strahlage während der Injektion kann die vollständige Akzeptanz des Beschleunigers genutzt und der komplette Phasenraum gefüllt werden. Da der Strahl während der Akkumulation der Teilchen bereits im SIS-18 umläuft, nennt man dieses Verfahren *Multi-Turn Injektion*. Durch den Einsatz des Elektronenkühlers kann dieser Vorgang für hochgeladene Ionen mehrmals durchgeführt werden. Mit diesem als *Multi-Multi-Turn Injektion* bezeichneten Verfahren kann der Ionenstrahlstrom bei niedrigen UNILAC-Intensitäten weiter erhöht werden. Für das schwere und hochgeladene  $^{238}\text{U}^{73+}$  verwendet man in der Regel 5...15 Injektionen und erreicht damit eine Teilchenzahl von bis zu  $4 \cdot 10^9$  am Target des HHT-Messplatzes.

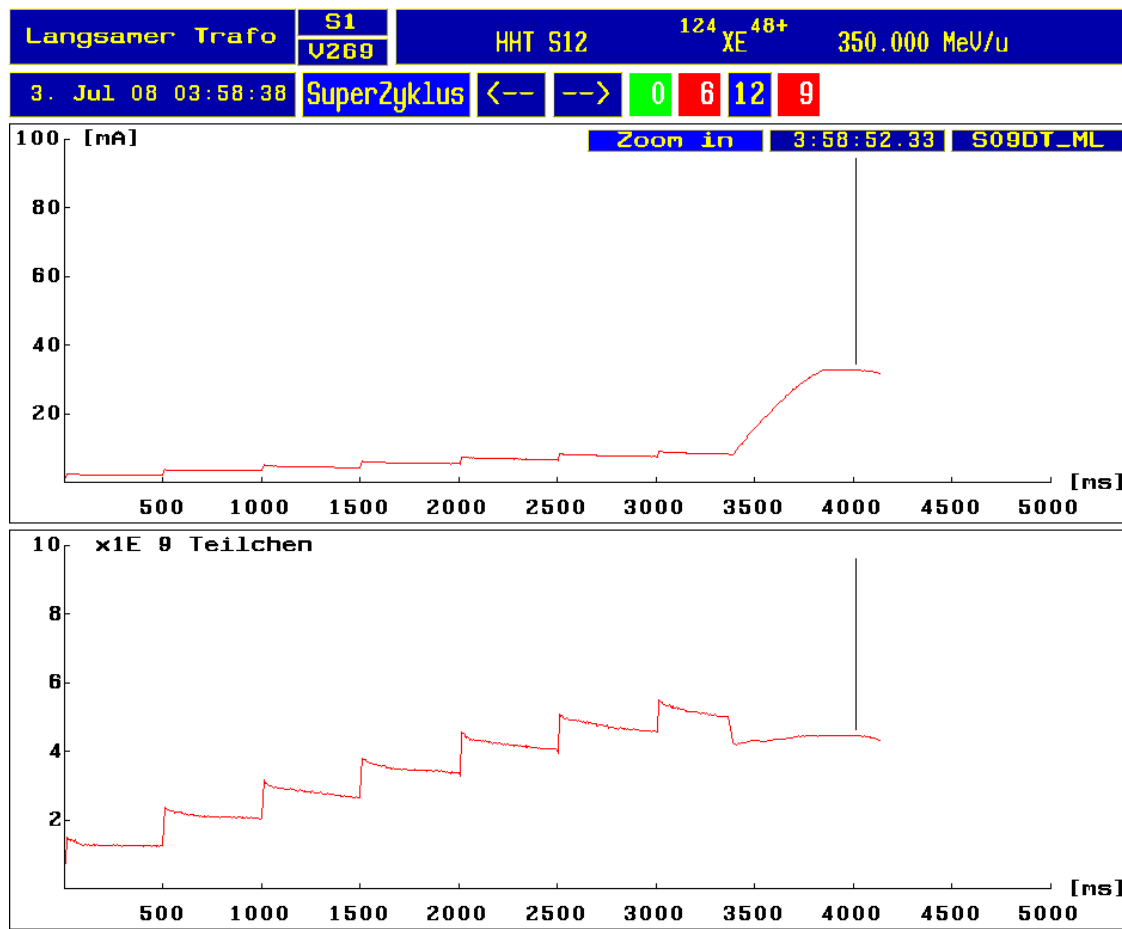
In Abbildung 3.2 sind die Messungen eines Strahlstromtransformators im SIS-18 während einer siebenfachen Injektion für  $^{124}\text{Xe}^{48+}$  zu sehen. Nach der letzten Injektion sind die Verluste während der Kühlung bereits so hoch, dass zusätzliche Injektionen die Teilchenzahl im Ring nicht weiter erhöhen. Während niedrig geladene Ionen durch dynamische Vakuum-Effekte verloren gehen [OMET *et al.* 2006; OMET 2008], kommt man bei hochgeladenen und gekühlten Ionen in den Bereich des Raumladungslimits.

---

#### Beschleunigung

---

Die Beschleunigungsphase beginnt, sobald der Phasenraum vollständig gefüllt ist. Hierfür stehen zwei Hochfrequenz-Kavitäten zur Verfügung, die an gegenüberliegenden Stellen im Kreis-



**Abbildung 3.2.:** Verlauf von Strahlstrom und Teilchenzahl im SIS-18:

Die obere Hälfte zeigt den gemessenen Teilchenstrom, die untere Hälfte die berechnete Teilchenzahl. Zwischen den Injektionen, die hier als Sprung im Strahlstrom zu erkennen sind, wird für jeweils 500 ms der Elektronenkühler eingeschaltet. Nach sieben Injektionen kann hier der Teilchenstrom im Ring nicht weiter erhöht werden.

Nach 3,4 s werden die Teilchen beschleunigt, einige Ionen gehen durch den so genannten HF-Einfang verloren [KIRK et al. 2003, 2005]. Ein Ion wird mit steigender Energie schneller: der Teilchenstrom (oben) – nicht aber die Teilchenzahl (unten) – steigt an.

beschleuniger installiert sind und normalerweise mit gleicher Phase betrieben werden. Die Frequenz der Beschleunigungsspannung ist üblicherweise die vierte Harmonische ( $h = 4$ ) der Umlauffrequenz des Ionenstrahls. Im Synchrotron laufen dann während der Beschleunigungsphase vier Teilchenpakete (Bunche) um.

Die Ionen werden mit zunehmender Energie schneller. Sowohl die Feldstärke der Umlenkmodule als auch die Frequenz der Beschleunigungsspannung müssen *synchron* mit der Teilchenenergie erhöht werden. Für die Beschleunigung der Ionen mit  $h = 4$  von  $\beta \approx 0,15$  bei der Injektion auf  $\beta = 0,6 \dots 0,9$  müssen die Kavitäten für einen Frequenzbereich von  $\nu = 0,8 \dots 5,4$  MHz durchstimmbar sein<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Bei einem Elektronenbeschleuniger ist dies nicht notwendig, da Elektronen aufgrund ihrer geringeren Ruhemasse schneller auf  $\beta \approx 1$  gebracht werden.

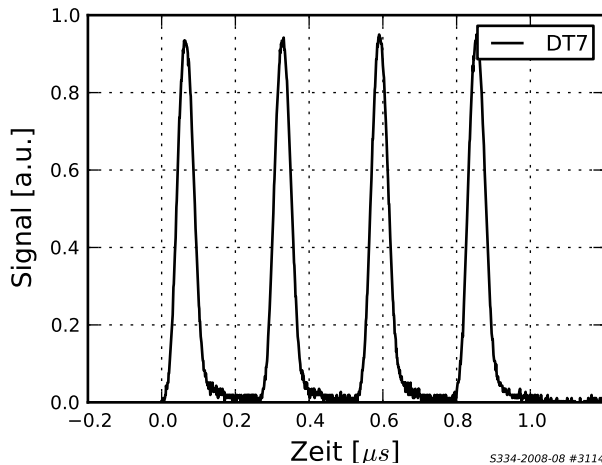
---

## Schnelle Extraktion

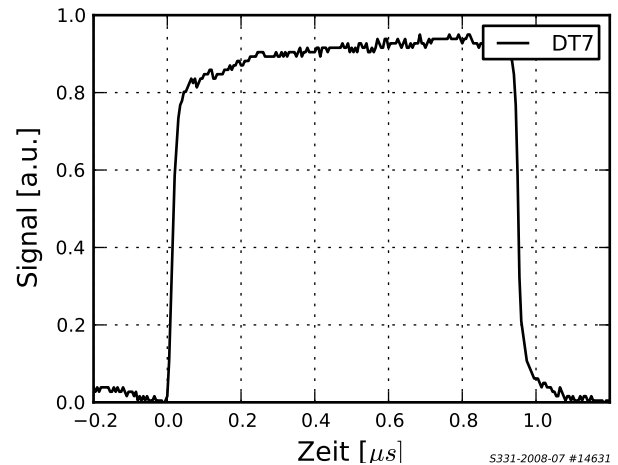
---

Bei der schnellen Extraktion werden sämtliche Ionen innerhalb eines Umlaufs von  $\approx 1 \mu\text{s}$  (bei 350 A MeV) mit einem schnellen „Kicker“-Magneten aus dem SIS-18 befördert. Erfolgt die Extraktion unmittelbar nach der Beschleunigungsphase, so bleibt die Struktur mit vier Bunchen erhalten, wie in Abbildung 3.3(a) zu sehen ist.

Wird der Ionenstrahl nicht unmittelbar nach der Beschleunigungsphase extrahiert, erhält man nach einigen tausend Umläufen aufgrund der longitudinalen Impulsunschärfe der Ionen wieder einen kontinuierlichen Teilchenstrom im Ring. Bei der schnellen Extraktion erhält man somit einen konstanten Teilchenstrom über  $t \approx 1 \mu\text{s}$ , wie in Abbildung 3.3(b) dargestellt. Ein solches Strahlprofil wird als „coasting beam“ bezeichnet. Der Kicker-Magnet benötigt einige Zeit, bis er seine maximale Feldstärke erreicht hat. Als Folge „wandert“ der Strahl zu Beginn der Extraktion am Interaktionspunkt.



(a) Vier Pulse, unmittelbar nach der Beschleunigung extrahiert.



(b) Nach kurzer Zeit zerfließen die Pulse aufgrund ihrer Impulsunschärfe.

**Abbildung 3.3.:** Ionenstrahlprofile ohne Kompression am Messplatz. Bei maßstabsgetreuer Darstellung sind die Flächen unterhalb der Profile jeweils proportional zur Teilchenzahl.

---

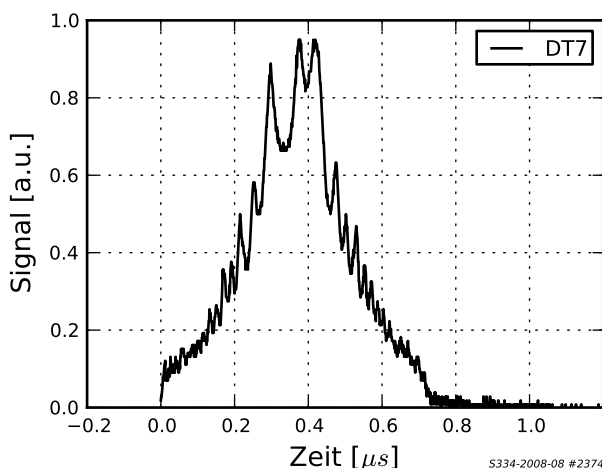
## Kompression

---

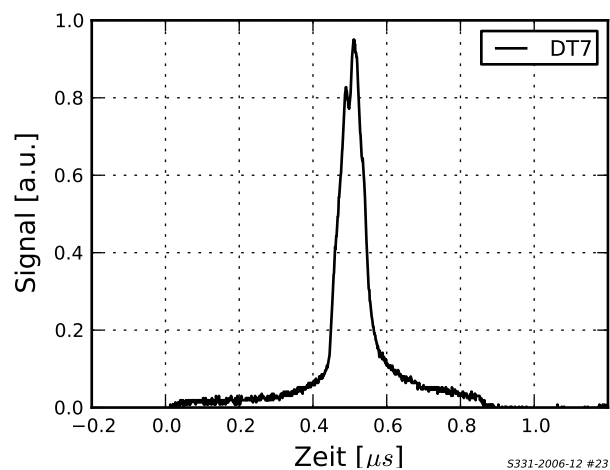
Werden die Kavitäten nach dem Zerfließen der Bunche statt mit der vierten Harmonischen ( $h = 4$ ) mit der Grundfrequenz ( $h = 1$ ) der Umlauffrequenz betrieben, so werden die Ionen longitudinal zu einem Teilchenpaket komprimiert, das annähernd gaußförmig mit  $t_{FWHM} \approx 250 \text{ ns}$  ist (3.4(a)). Da der Phasenraum bei dieser Kompression nicht maßgeblich verändert wird, nennt man diesen Vorgang „adiabatisch“. Als Besonderheit – und oft für Experimente am HHT-Messplatz verwendet – kann zusätzlich die Bunchkompression durch *Bunchrotation* verwendet werden [SPILLER *et al.* 1999]. Hierbei wird die Phasenraumellipse des beschleunigten Strahls

durch „hochreißen“ der Beschleunigungsspannung einer Kavität um  $90^\circ$  gedreht<sup>2</sup>. Anschaulich bedeutet dies, dass die Ionen, die zuletzt extrahiert werden, nachbeschleunigt werden (was die longitudinale Impulsunschärfe erhöht) und dadurch die langsameren Ionen während des Transfers zum Messplatz einholen. Durch die Wahl der richtigen Parameter (Rampe und Maximalwert der Beschleunigungsspannung) kann die longitudinale Ortsunschärfe des Ionenstrahls am Interaktionspunkt mit dem Target auf Kosten der Energieunschärfe minimiert werden. Die erhöhte longitudinale Impulsunschärfe liegt dabei innerhalb der Akzeptanz der Strahlführung. Es muss aber damit gerechnet werden, dass die Lage des Ionenstrahls am Interaktionspunkt in horizontaler Richtung etwas wandert. Wie in Abbildung 3.4(b) zu sehen ist, wurde mit dieser Technik am HHT-Messplatz eine zeitliche Kompression auf  $t_{\text{FWHM}} \approx 90$  ns erreicht.

Seit 2010 steht eine neue Kompressions-Kavität zur Verfügung [HÜLSMANN *et al.* 2004, 2009]. Die Resonanzfrequenz und somit die zu verwendende Teilchenenergie lässt sich bislang nur direkt am Gerät – und nicht per Software aus dem Kontrollraum – einstellen. Daher konnte die Kavität bis jetzt noch nicht erfolgreich am HHT-Messplatz eingesetzt werden.



(a) Adiabatische Kompression: Nach dem Zerfließen (3.3(b)) wird das SIS-18 mit  $h = 1$  betrieben.



(b) Kompression durch Bunchrotation: Die Ionen des etwa  $t \approx 400$  ns langen Vorpulses können nicht eingefangen werden.

**Abbildung 3.4.:** Zwei Möglichkeiten den Ionenstrahl zu komprimieren. Bei maßstabsgetreuer Darstellung sind die Flächen unterhalb der Profile jeweils proportional zur Teilchenzahl.

### Langsame Extraktion

Bei der langsamen Extraktion – auch Resonanzextraktion genannt – wird der beschleunigte Ionenstrahl innerhalb wählbarer Zeiten zwischen 10 ms und 10 s mit annähernd konstanter Rate dem Experimentierplatz zugeführt. Dieser Modus wird nicht für aktuelle Experimente am HHT-Messplatz verwendet und sei nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

<sup>2</sup> Aus technischen Gründen (Phasensprung) kann die zweite Kavität während der Beschleunigungsphase nicht verwendet werden.

---

## 3.2 Der HHT-Messplatz

---

Die Experimente zu dieser Arbeit wurden am Hochtemperaturmessplatz HHT (siehe auch Abbildung 3.1(b)) durchgeführt. Während der Experimente ist der Messplatz aus Gründen des Strahlenschutzes nicht zugänglich. Lediglich für kurze Wartungsarbeiten kann der Bereich von „Strahlbetrieb“ auf „kontrollierten Zugang“ geschaltet werden. Der Zugang erfolgt dann mit persönlichen Dosimetern durch eine Personenschleuse. Alle eingesetzten Messinstrumente und Geräte lassen sich aus einem Kontrollraum fernsteuern.

Der Eingang zum Messplatz wird durch ein Labyrinth aus Betonelementen gebildet, um die entstehende Strahlung nach außen hin abzuschirmen. Sowohl am Messplatz als auch im Eingangsbereich sind Neutronendetektoren installiert, die teilweise in das Kontrollsystem integriert sind und im Falle einer erhöhten Strahlenbelastung außerhalb des kontrollierten Bereiches den Strahlbetrieb unterbrechen (Interlock).

---

### 3.2.1 Strahlführung

---

Der intensive und hochenergetische Ionenstrahl gelangt nach der Extraktion aus dem SIS-18 über die Hochenergiestrahlführung an den Messplatz. Auch auf den letzten Metern der Strahlführung befinden sich neben Dipolmagneten zur Ablenkung zwei Quadrupol-Dupletts (QD) sowie ein Quadrupol-Triplett (QT) zur Fokussierung des Ionenstrahls. Das unmittelbar vor der Targetkammer installierte Triplett HHT-QT3x wurde von HEIMRICH *et al.* [1990] speziell für diesen Messplatz entwickelt.

Die Einstellungen lassen sich sowohl aus dem Hauptkontrollraum (HKR), als auch von einer Konsole im Experimentatoren-Kontrollraum vornehmen. Die Parameter für die Strahlführungselemente lassen sich speichern und bei Wahl einer anderen spezifischen Ionenenergie automatisch vom System umrechnen. Danach sollte dennoch die Strahlage und Fokussierung kontrolliert werden.

Ein Teil der Strahlführung ist bereits für die maximale Steifigkeit des SIS-18 von  $B \cdot \rho = 18 \text{ Tm}$ , das abschließende Fokussiertriplett HHT-QT3x jedoch nur für  $10 \text{ Tm}$  ausgelegt. Dies begrenzt die verwendbaren Energien für  $^{238}\text{U}^{73+}$  auf  $E \approx 400 \text{ AMeV}$ . Ein Folientarget aus Tantal zur weiteren Erhöhung des Ladungszustands wurde bereits vor dem letzten Umlenkmagneten und Fokussiertriplett installiert, aber noch nicht getestet.

Das Ende des Strahlrohrs ist mit der Targetkammer verschraubt. Um den Restgasdruck auf Werte unterhalb  $10^{-7} \text{ mbar}$  zu halten und gleichzeitig Experimente in einer Gasatmosphäre in der Targetkammer durchführen zu können, ist das Strahlrohr mit einem Metallfenster aus  $150 \mu\text{m}$  dicken Aluminium abgeschlossen. Das verwendete Aluminium hält dem Druckunterschied stand, reduziert die Energie der Ionen um lediglich  $\approx 1\%$  und beeinflusst die Fokussierung des Strahls nicht maßgeblich. Die in der Folie deponierte Energie wird als Wärme gut abgeführt.



---

### 3.2.2 Strahldiagnose

---

Während der Ionenstrahl eingestellt und zum Messplatz „gefädelt“ wird, muss die Strahllage und die Fokussierung an verschiedenen Stellen der Strahlführung überprüft werden. Dazu fährt man Drahtgitter in den Ionenstrahl und vergleicht die Messungen mit den Ergebnissen aus Simulationsprogrammen für Ionenoptik [MIRKO EXPERT; COSY INFINITY]. Die Drahtgitter beeinflussen jedoch den Ionenstrahl, daher kann immer nur ein Gitter gleichzeitig verwendet werden. Für die eigentlichen Experimente müssen alle Gitter herausgefahren werden.

Zur Kontrolle der Teilchenzahl und der Transmission stehen drei ladungsintegrierende (Resonant Current Transformer, RCT) sowie zwei zeitaufgelöste (Fast Current Transformer, FCT) Strahlstromtransformatoren zur Verfügung [REEG 1986; ESRF 2001]. Deren Signale werden digitalisiert und zu jedem Schuss gespeichert. Ein kompakter Aufbau mit einem RCT und FCT wurde von HUG [2006] zwischen dem letzten Fokussiermagneten und der Vakuum-Targetkammer installiert. Die Messwerte für die Abbildungen 3.3 und 3.4 wurden mit diesem FCT erfasst.

Die Software zur automatischen Datenerfassung wurde im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls kontinuierlich erweitert und den Anforderungen angepasst. Für das Kontrollsystem wurden Module geschrieben, die neben den Daten der RCTs auch Einstellungen zu Magnetwerten und weiteren Elementen der Strahlführung schussgenau für eine Konsistenzprüfung speichern.

---

### 3.2.3 Vakuum-Targetkammer

---

In der Vakuum-Targetkammer finden die Wechselwirkungsexperimente des Ionenstrahls mit den Targets statt. Die Kammer kann mit einem zweistufigen Pumpensystem – bestehend aus Drehschieberpumpe und Turbomolekularpumpe – auf einen Enddruck von  $\approx 1 \cdot 10^{-5}$  mbar evakuiert und bei Bedarf mit Gas befüllt werden. Der Druck wird mit verschiedenen Sensoren – je nach Druckbereich und Gassorte – ausgelesen. Eine automatische Speicherung der Daten wurde im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls implementiert. Für die optische Datenaufnahme sind mehrere Vakuum-Schaugläser hoher Güte mit Antireflexionsbeschichtung sowie elektrische und faseroptische Durchführungen installiert. Ein Beamdump aus Graphit stoppt die verbleibenden Ionen nach dem Durchflug durch die Targetkammer. Dies gewährleistet, dass der Ionenstrahl nicht unkontrolliert austreten und Schaden anrichten kann. Die im Beamdump produzierten schnellen Neutronen werden mit einem Block aus etwa 200 kg Eisen moderiert.

---

### 3.2.4 Target-Manipulator

---

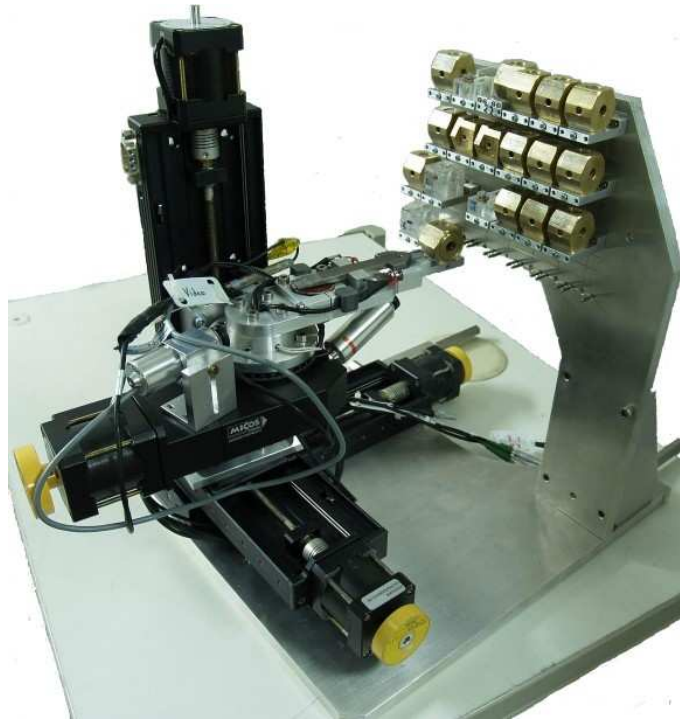
Ein Vorratsregal bietet Platz für bis zu 24 Targets, die auf speziellen Trägertischen montiert werden. Die Targettische sind mit elektrischen Kontakten für Leitfähigkeitsmessungen ausgestattet. Ein präziser Target-Manipulator mit drei Translations- und drei Rotationsachsen kann jeweils ei-



---

nes dieser Targets aufnehmen und an den gewünschten Interaktionspunkt mit dem Ionenstrahl bringen.

Das System ist derart konzeptioniert, dass sowohl die Strahlachse als auch die zwei dazu senkrecht stehenden Beobachtungsachsen nicht blockiert sind. Der Ionenstrahl trifft nur das zu untersuchende Target, und nicht gestoppte Ionen erreichen ungehindert den Beamdump am Ende der Targetkammer.



**Abbildung 3.5.:** Der Target-Manipulator mit Vorratsregal.

---

### 3.3 Diagnostiken

---

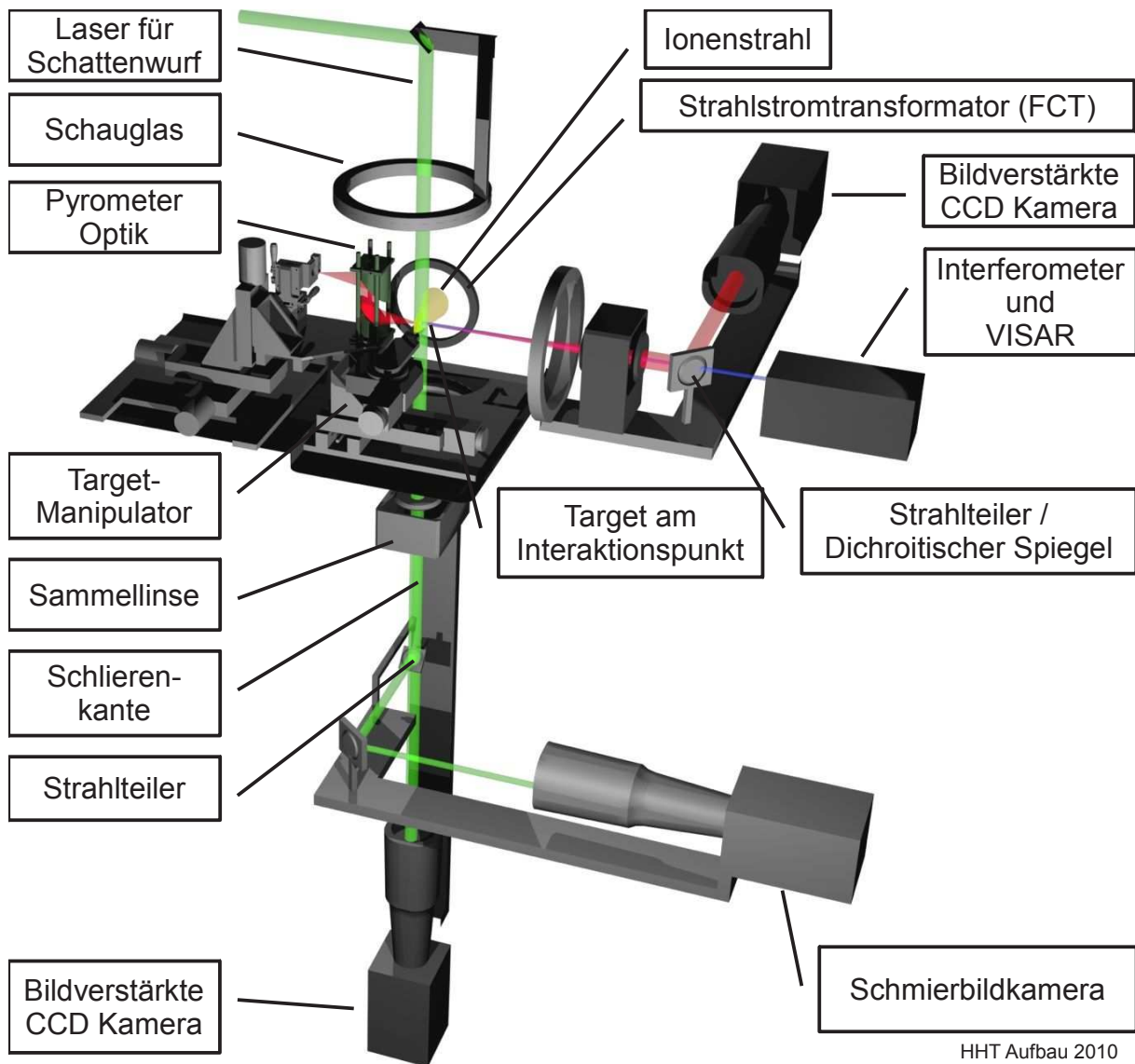
Eine Reihe von unterschiedlichen Instrumenten und Geräten kommt während der Experimente zum Einsatz, wobei einige mehrere Aufgaben erfüllen. Um lange Umbauphasen – auch bedingt durch Strahlenschutz-Auflagen – während einer Experimentierreihe zu vermeiden, müssen alle Geräte gleichzeitig ausgerichtet und betriebsbereit sein. Sämtliche Diagnostiken lassen sich fernsteuern. Eine Übersicht über den schematischen Aufbau des Experiments ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

---

#### 3.3.1 Pyrometer

---

Zur Temperaturmessung wird ein Pyrometer mit hoher zeitlicher Auflösung eingesetzt. Es erlaubt die Messung für einen definierten Bereich der Targetoberfläche. Dieses Gerät ist von zentraler Bedeutung in dieser Arbeit und wird ausführlich in Kapitel 4 ab Seite 43 vorgestellt.



**Abbildung 3.6.:** Die essentiellen Diagnostiken am HHT-Messplatz:

Zentral wird das Target mit dem Ionenstrahl beschossen. Links ist das Lichtsammelsystem des Pyrometers zu sehen. Der grüne Lichtstrahl des Lasers von oben links erzeugt ein Schattenbild, dass sowohl von einer iCCD-Kamera (Mitte unten) als auch von einer Schmierbildkamera (rechts unten) über einen Strahlteiler gleichzeitig aufgenommen wird. Eine Schlierenkante kann optional in den Brennpunkt der unteren Sammellinse gefahren werden. Eine weitere iCCD-Kamera (rechts oben) und ein Interferometer (rechts Mitte) sind auf die Seite des Targets ausgerichtet.

---

### 3.3.2 Bildverstärkte Kameras

---

Es kommen zwei bildverstärkte<sup>3</sup> und gekühlte iCCD-Kameras „DiCam PRO“ mit kurzer Verschlusszeit zum Einsatz [PCO AG 2004]. Das Prinzip eines Bildverstärkers ist in Abbildung 3.7 näher erläutert.

Als Besonderheit verfügen diese Kameras über einen „Double Shutter“ genannten Betriebsmodus, der es erlaubt, genau zwei separate Bilder mit einem zeitlichen Abstand im Bereich von einer  $\mu\text{s}$  aufzunehmen. Dies wird durch den verwendeten „Interline-Transfer“-CCD Chip erreicht. Einen echten „Multiframe“-Modus bieten diese Kameras jedoch nicht. Der minimale zeitliche Abstand zweier Aufnahmen ist bei diesen Kameras durch die Nachleuchtzeit des eingesetzten Phosphorschirms gegeben, was bei zu schneller Bildfolge zur Entstehung eines „Geisterbildes“ in der zweiten Aufnahme führen kann. Weitere Aufnahmen sind dann erst wieder möglich, nachdem die Bilder an den Rechner übertragen oder verworfen wurden. Eingesetzt wurde dieser Modus zum ersten Mal in der Strahlzeit im Mai 2010.

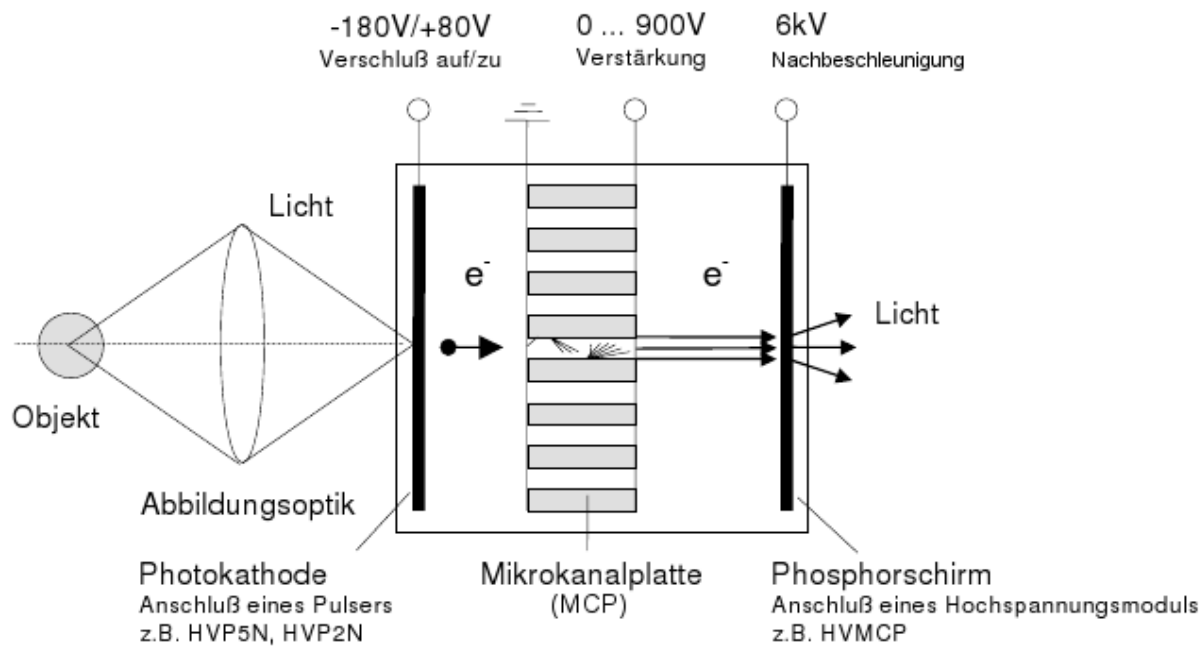
Die Kameras werden senkrecht zueinander sowie zur Soll-Strahlachse auf den Interaktionspunkt ausgerichtet. Die Kameras sind mit Objektiven mit langer Brennweite bestückt und auf *unendlich* fokussiert. Vor dem Target ist je eine verfahrbare Sammellinse mit  $f = 300\text{ mm}$  installiert. Zwischen dieser Sammellinse und dem Kameraobjektiv ist der Strahlengang parallel. Dies erlaubt die Verwendung von Strahlteilern und die nahezu beliebige Positionierung der Detektoren.

Die nachfolgenden Abläufe werden mit den iCCD-Kameras bei *gleichen* optischen Einstellungen (Brennweite und Vergrößerung) durchgeführt. Lediglich die Belichtungszeit und Verstärkung wird angepasst. Das Sichtfeld beträgt wenige Millimeter.

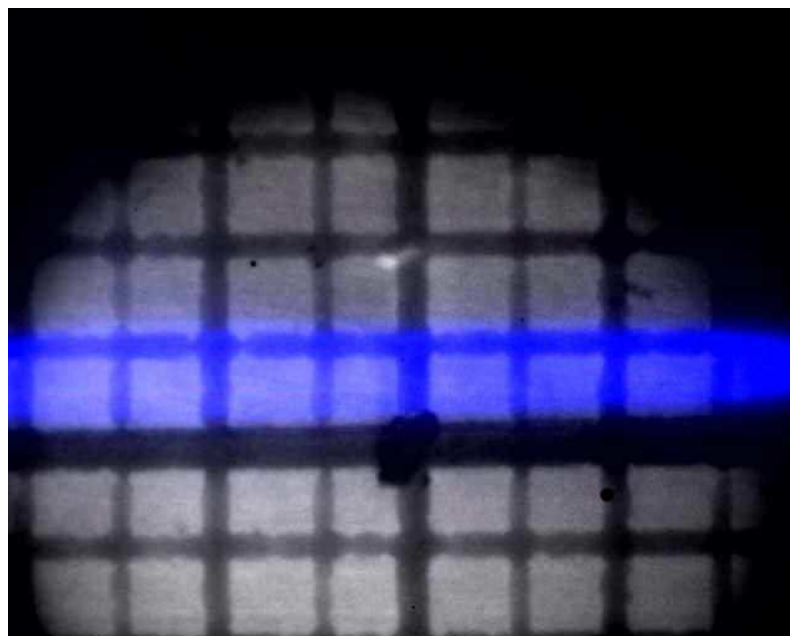
- Mit einem Test-Target mit Millimeter-Raster werden die Kameras räumlich kalibriert.
- Zur Ausrichtung und Fokussierung des Ionenstrahls wird die Targetkammer mit Gas gefüllt und die strahlinduzierte Fluoreszenz mit den Kameras aufgezeichnet (Abbildung 3.8). Durch Bildung eines Profils kann die Lage und die Breite (FWHM) des Ionenstrahls abgeschätzt werden [VARENTSOV *et al.* 2008].
- Die Ausrichtung der Targets zur Strahlachse mit Hilfe des Target-Manipulators wird mit den Kameras kontrolliert und ein Referenzbild gespeichert (Abbildung 3.9(a)).
- Während der Interaktion des Ionenstrahls mit dem Target werden Bilder von der thermischen Emission aufgenommen.
- Nach der Bestrahlung durch den Ionenstrahl kann eine erste Begutachtung des Targets vorgenommen werden (Abbildung 3.9(b)).

---

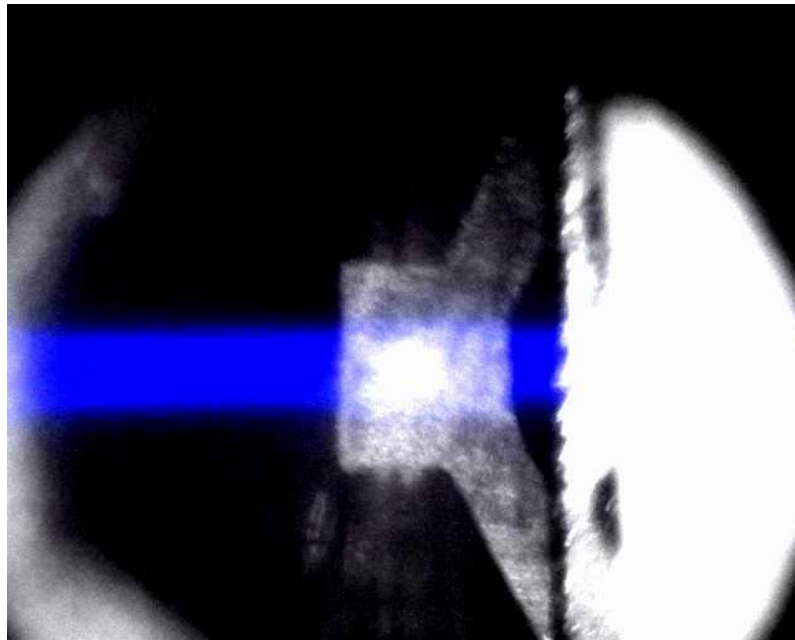
<sup>3</sup> Im Folgenden iCCD genannt: *i* steht für „intensiviert“



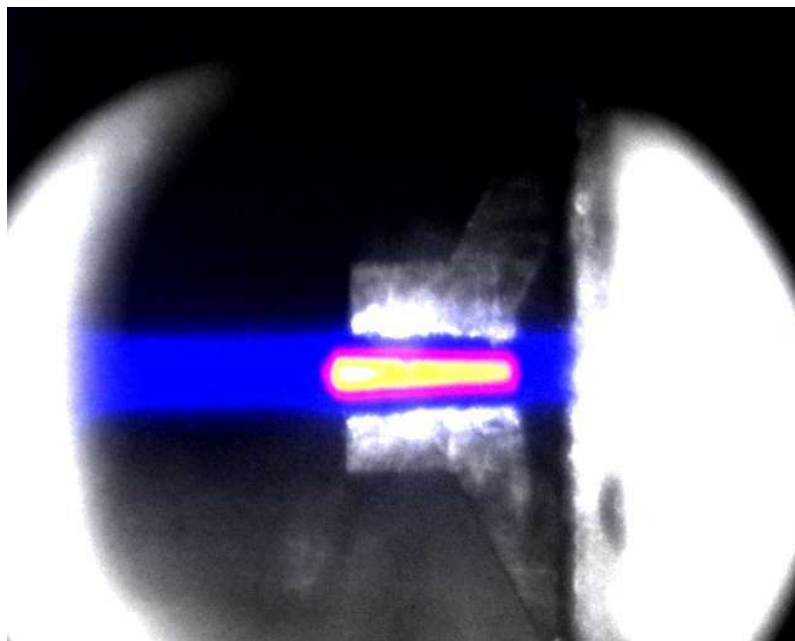
**Abbildung 3.7.:** Funktionsprinzip eines Bildverstärkers (DiCam Pro, PCO AG [2004]): Eintreffende Photonen lösen Elektronen aus einer Photokathode aus. Bei geöffnetem Verschluss (negative Spannung) werden diese in Richtung Mikrokanalplatte (MCP) beschleunigt und dort vervielfacht. Über die einstellbare Spannung entlang der MCP lässt sich die Verstärkung wählen. Die Elektronen werden anschließend nachbeschleunigt, treffen auf einen Phosphorschirm auf und erzeugen Licht, welches mit einer gekühlten CCD-Kamera aufgenommen wird. Charakteristische Einstellgrößen einer iCCD-Kamera sind die Verschlusszeiten und die Verstärkung.



**Abbildung 3.8.:** In dieser Montage ist das Kalibriertarget mit Millimeter-Raster zusammen mit der strahlinduzierten Fluoreszenz („Leuchtspur“) in Argon (blau eingefärbt) zu erkennen.



(a) Das ausgerichtete Target.



(b) Das zerstörte Target.

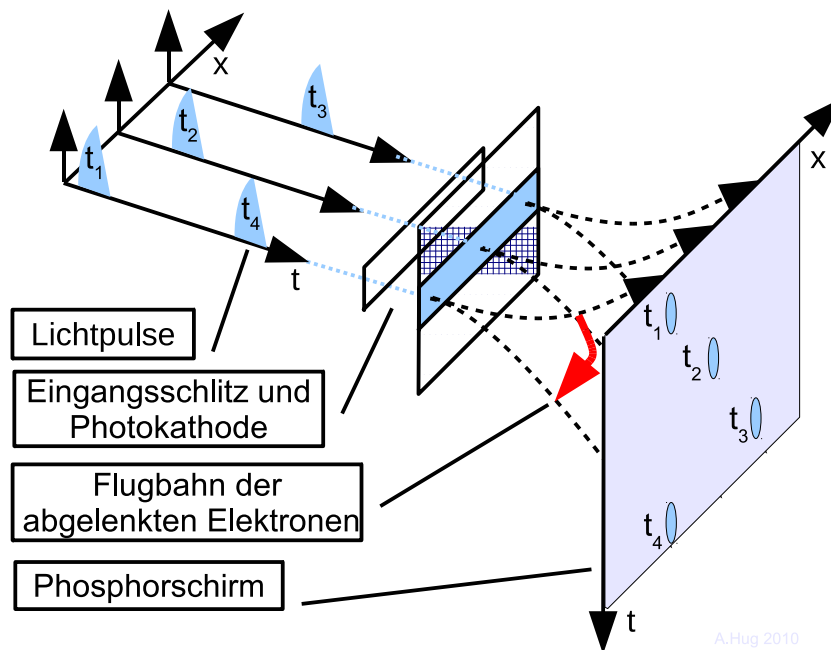
**Abbildung 3.9.:** In der oberen Abbildung (a) wird das Target anhand der Lage des Ionenstrahls (Selbstemission von Argon, blau überlagert) ausgerichtet. Der leuchtende Kreis stammt von einem Pilotlaser, der durch eine Glasfaser und die Lichtsammeloptik des Pyrometers gesendet wurde. An dieser Stelle wird die thermische Emission erfasst. In der unteren Abbildung (b) ist das zerstörte Target dargestellt, überlagert mit dem Ionenstrahl (blau eingefärbt) und der thermischen Selbstemission (in Falschfarben).

### 3.3.3 Schmierbildkamera

Eine Schmierbildkamera – im englischen „streak camera“ genannt – ähnelt im Aufbau einer bildverstärkten Kamera. Der Fokussier-Modus erlaubt es, das Target und die Kamera aufeinander auszurichten.

Im Streak-Modus werden die aus der Photokathode gelösten Elektronen – wie bei einer Brown-schen Röhre – durch ein sich zeitlich änderndes elektrisches oder magnetisches Feld abgelenkt. Dadurch wird die Y-Achse eines Bildes in eine Zeitachse umgewandelt. Das Bild erscheint zu frühen Zeiten am oberen und zu späteren Zeiten am unteren Bildrand. Eine schematische Darstellung der Funktionsweise ist in Abbildung 3.10 gegeben.

Für eine hohe Zeitauflösung ist es notwendig, das Bild auf der Photokathode durch einen Schlitz zu begrenzen. Dadurch wird ein schmaler Streifen auf der Photokathode ausgeleuchtet. Wird der Schlitz zu weit geschlossen oder die Ablenkgeschwindigkeit („streak time“) zu schnell gewählt, so kann die Lichtausbeute zu gering ausfallen. Hier gilt es einen Kompromiss zwischen zeitlicher Auflösung und Kontrast zu finden.



**Abbildung 3.10.:** Funktionsprinzip einer Schmierbildkamera:

Hinter einem schmalen, einstellbaren Eingangsschlitz befindet sich eine Photokathode. Die dort emittierten Elektronen werden durch ein zeitlich veränderliches elektrisches oder magnetisches Feld abgelenkt. Die Abbildung des Eingangsschlitzes wird über den Phosphorschirm „geschmiert“ und von einer CCD-Kamera aufgenommen. Charakteristische Einstellgrößen sind die Breite des Eingangsschlitzes, die Verstärkung und die Ablenkzeit.

---

### 3.3.4 Schattenwurf und Schlieren

---

Ein intensiver Laserstrahl mit einem Durchmesser von  $d \approx 2 \text{ mm}$  beleuchtet von oben das Target oder das Gas in der Targetkammer. Durch den parallelen Strahlengang entsteht ein Schatten des Targets, und die Expansion wird zu einem bestimmten Zeitpunkt mit der unteren iCCD-Kamera erfasst. Ein Teil des Lichtes lässt sich aus dem Strahlengang mittels Strahlteiler auskoppeln und einer Schmierbildkamera zuführen. Die Dynamik des Experiments (Expansion) ist auf diese Weise an einem vorher gewählten Ort messbar. Durch Kalibrierung der Orts- und Zeitachse erhält man die Expansionsgeschwindigkeit an der Targetoberfläche, mit welcher sich auf den Druck rückschließen lässt.

Speziell für Messungen in Gas kann eine Schlierenkante – oftmals eine scharfe Messerklinge – in den Brennpunkt der unteren Sammellinse gefahren werden. Im Idealfall wird das parallele Licht auf die Klinge fokussiert und von dieser absorbiert. Treten Änderungen in der Dichte – hervorgerufen durch den Ionenstrahl – auf, so wird der Laserstrahl abgelenkt und nicht mehr von der Schlierenkante absorbiert. In Kombination mit einer Schmierbildkamera lässt sich so eine radiale Stoßwelle im untersuchten Gas beobachten [HUG *et al.* 2008; EL MOUSSATI 2009].

---

### 3.3.5 Interferometer und VISAR

---

Die Geschwindigkeit an der Targetoberfläche lässt sich auch mit Hilfe von Interferometern ermitteln. Im Laufe der Zeit wurden verschiedene Systeme entwickelt und getestet. Sowohl diskret aufgebaute Systeme vom Michelson-Typ [KULISH *et al.* 2008] als auch ein faserbasiertes VISAR [MENZEL 2006] kamen zum Einsatz. Zur Zeit wird an einem abbildenden Interferometer in Kombination mit einer Schmierbildkamera gearbeitet.

---

### 3.3.6 Spektrometer

---

Ein Teil des strahlinduzierten Lichtes kann durch die Pyrometer-Optik – siehe Kapitel 4 – einem Spektrometer zugeführt werden. Zur Verfügung stehen ein fasergekoppeltes Gerät *HR4000* von Ocean Optics mit integriertem CCD-Zeilensensor sowie ein Gitterspektrometer. Letzteres kann wahlweise mit einer iCCD-Kamera oder einer Schmierbildkamera kombiniert werden.

Das *HR4000* hat eine vergleichsweise lange minimale Belichtungs- und somit Integrationszeit im ms-Bereich. Beobachtungen schneller Prozesse – besonders für Messungen in Gas – sind somit nicht möglich. Für den Einsatz der Schmierbildkamera ist die Lichtausbeute oftmals zu gering. Mit einer iCCD-Kamera kann in einer Serie mit kurzen Belichtungszeiten und variabler Verzögerungszeit ein zeitliches Profil erfasst werden. Ein Aufbau mit einem räumlich abbildenden Spektrometer und einer iCCD-Kamera wird ebenfalls zur Zeit am GSI erprobt [BECKER 2010].



---

## 3.4 Targets

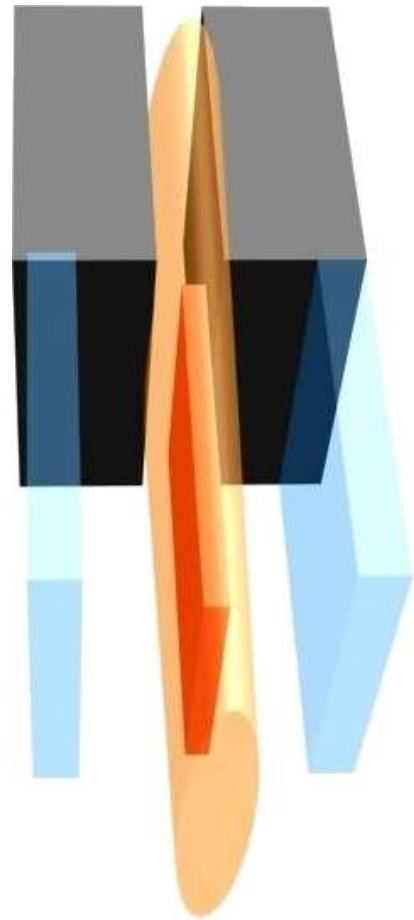
---

Die Target-Geometrie ist an das „Heavy Ion Heating and Expansion“ (HIHEX)-Konzept [HOFFMANN *et al.* 2002; TAHIR *et al.* 2007b] angelehnt. Eine im Querschnitt dünne Folie wird in den elliptisch fokussierten Strahl positioniert, siehe Abbildung 3.11. Da die Strahlstromdichte annähernd gaußförmig ist, wird die Foliendicke stets kleiner als der Strahldurchmesser gewählt. Dadurch wird eine homogene Energiedeposition erreicht. Um eine Interaktion der an sich ungenutzten Ionen mit expandierendem Material zu unterbinden, dient die Halterung für die Targetfolie gleichzeitig als Kollimator.

Bei der Verwendung eines Ionenstrahls zur Targetheizung ist ein definierter Abstand des Beobachtungspunkts zum Anfang des Targets notwendig, da die Energiedeposition eine Funktion des Ortes ist, vergleiche Abbildung 2.1 auf Seite 20. Daher werden die Targets so ausgerichtet, dass der Beobachtungspunkt der Diagnostiken einen Millimeter hinter dem Anfang des Targets (aus der Sicht des Ionenstrahls) liegt. Hier ist die Energieabgabe für die verwendete Ionenenergie nahezu konstant ist.

Um das expandierende Material auf ein definiertes Endvolumen zu begrenzen und die Diagnostiken zu schützen, sind Fenster aus Saphir ( $Al_2O_3$ ) oder Lithiumfluorid ( $LiF$ ) vorgesehen.

Basierend auf dieser Geometrie wurden verschiedene Target-Typen entwickelt. Für spezielle Anwendungen und Tests werden davon abgeleitete Konstruktionen eingesetzt. Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über aktuell und früher verwendeten Targetformen.



**Abbildung 3.11.:**  
HIHEX-  
Targetgeometrie.

---

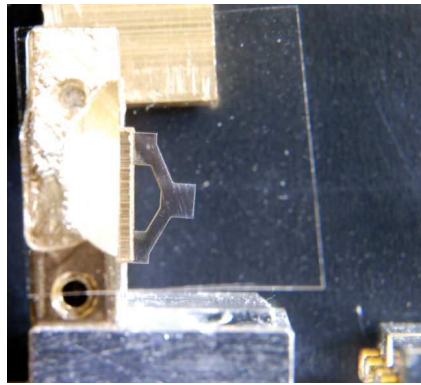
### 3.4.1 Y-Form

---

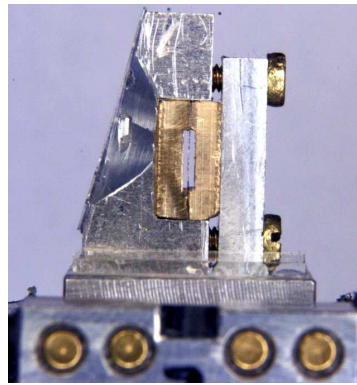
Diese Targetkonfiguration hat sich durch ihren einfachen Aufbau bewährt. Die in der Form eines liegenden „Y“ geschnittene Folie wird an den beiden Enden der Gabelung vom Kollimator gehalten. Der Ionenstrahl kann den Kollimator durch einen geeigneten Schlitz passieren.

Der Gabelung und somit der Beginn des eigentlichen Targets ist mit den iCCD-Kameras gut zu erkennen. Zusammen mit einer Haltevorrichtung werden diese Targets auf die Trägertische montiert und von einem Container umgeben oder mit einem Schutzglas versehen. Das Glas steht dabei unter einem leichten Winkel, um die in dieser Arbeit entwickelte Reflexionsmessung nicht zu verfälschen. Ein solches Target ist in Abbildung 3.12 zu sehen.





(a) Seitenansicht mit Schutzglas



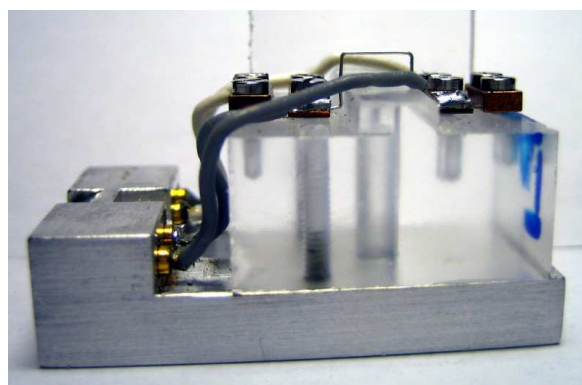
(b) Blick in Strahlachse

#### Abbildung 3.12.: Y-Target:

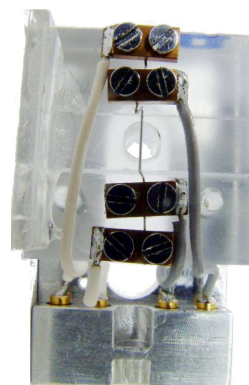
Die 200  $\mu\text{m}$  dicke Folie wird von einem Kollimator gehalten. Zu erkennen ist ebenfalls ein Schutzplättchen aus Glas, das unter einem Winkel auf den Träger geklebt wird.

### 3.4.2 Kontaktbehaftete Leitfähigkeit

Die ersten Leitfähigkeitsmessungen am HHT-Messplatz gehen auf die Arbeit von UDREA [2004]; UDREA *et al.* [2006a, b, 2007] zurück. Ein dünner Draht wird längs im Ionenstrahl positioniert. An den Enden befinden sich jeweils zwei elektrische Kontakte, um einen kurzen, aber intensiven Strom durch den Draht zu leiten und gleichzeitig den Spannungsabfall nach der Vier-Punkt-Methode zu messen. Zum Schutz der Messeinrichtung ist parallel zum Draht eine Widerstandskette geschaltet, welche die maximale Spannung begrenzt, sobald der Draht unterbrochen beziehungsweise zerstört wird.



(a) Seitenansicht



(b) Draufsicht

#### Abbildung 3.13.: Frühe Version eines Leitfähigkeitstargets:

Zu erkennen ist der Draht sowie je zwei Anschlüsse für die Stromzufuhr und die gleichzeitige Messung des Spannungsabfalls.

---

### 3.4.3 Kontaktlose Leitfähigkeit

---

Als eine Alternative für die direkte, kontaktbehaftete Leitfähigkeitsmessung wird zur Zeit an einer Methode zur kontaktlosen Messung der Leitfähigkeit gearbeitet [LING 2007, 2011]. Grundsätzlich werden hierbei Wirbelströme in einer dünnen Schicht des Targetmaterials erzeugt und detektiert. Für dieses Verfahren werden ein Hochfrequenz-Generator und eine Miniaturspule verwendet, die gleichzeitig als Sende- und Empfangsantenne dient. Es wird nur eine Signalleitung benötigt, was den Aufbau vereinfacht. Mit einem Richtkoppler [STADLER 1985] wird das hinlaufende und das von der Spule reflektierte Signal getrennt und separat aufgezeichnet.

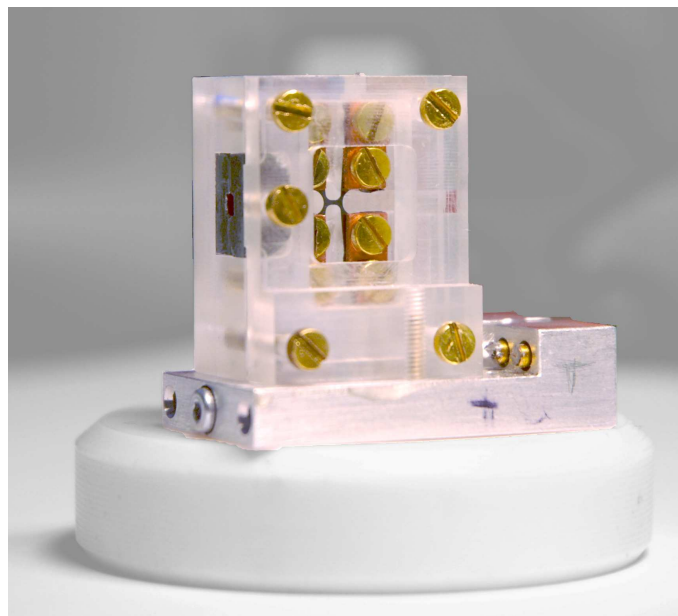
---

### 3.4.4 H-Form

---

Das H-Target ist die Weiterentwicklung des Y-Targets mit Hinblick auf die Messung der elektrischen Leitfähigkeit nach der Vier-Punkt-Methode. Wie beim Y-Target ist die Geometrie mit beiden iCCD-Kameras zu erkennen.

Für die Montierung der Folien auf dem Targettisch wurde ein spezielles Kunststoffgehäuse entwickelt, dass sich in einer Kleinserie produzieren lässt. In Zukunft können maschinell geschnittene Targetfolien mit wenig Aufwand und hoher Präzision in die Halterung eingesetzt werden. Um eine homogene Stromverteilung im Target zu gewährleisten, sind die Stromquelle und die Spannungsmesser an diagonal gegenüberliegenden Punkten angeschlossen.



**Abbildung 3.14.:** H-Target im Kunststoffgehäuse für Leitfähigkeitsmessungen nach der Vier-Punkt-Methode.

---

### 3.4.5 Hohlräume

---

Ein idealer Hohlraum im thermischen Gleichgewicht zeichnet sich durch die maximal mögliche Emissivität von 1 aus. Um die Temperatur eines Hohlraumes zu messen, muss ein Teil der Strahlung ausgekoppelt werden. Bei Hohlräumen sollte die Oberfläche mindestens 95% zur Reflexion beitragen. Bei einem massiven Werkstück bietet sich eine Bohrung an, die mindestens acht mal so tief wie der Durchmesser ist, siehe auch Abschnitt 2.3.4 auf Seite 12.

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente wird die thermische Emission von einem Bereich mit einem Durchmesser von 200  $\mu\text{m}$  erfasst, die Bohrung müsste daher 1,6 mm oder tiefer sein. Ein Target dieser Dicke kann mit der verfügbaren Teilchenzahl am HHT-Messplatz nicht homogen geheizt werden. Der Faserdurchmesser kann jedoch nicht beliebig reduziert werden, da die Lichtmenge nicht ausreicht. Deswegen kommen zur Zeit solche Targets nicht zum Einsatz.

---

### 3.4.6 Frühere oder spezielle Formen

---

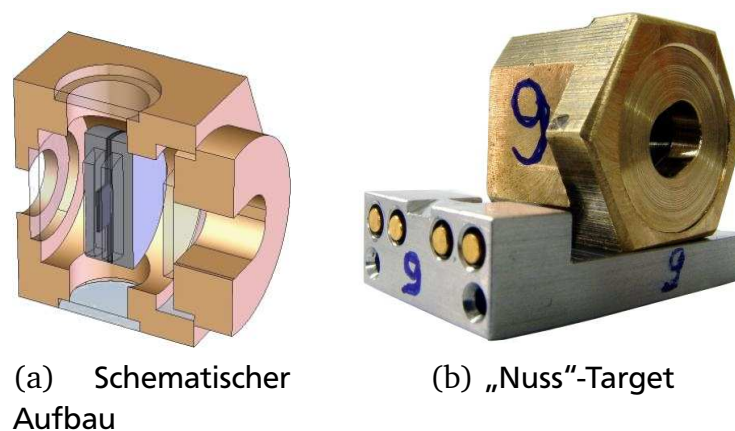
Die im folgenden aufgeführten Targetdesigns werden aktuell nicht mehr verwendet, oder sie wurden für ein spezielles Experiment entwickelt. Nicht bei allen Targets stand die Aufnahme thermophysikalischer Daten im Vordergrund.

---

#### „Nuss“-Design

---

Lange Zeit wurden aus Messing gefertigte, mit stabilen Fenstern versehene und verschraubbare „Nüsse“ verwendet, siehe Abbildung 3.15. Diese können zusätzlich mit einem als Puffer dienenden Gas unter erhöhtem Druck befüllt werden. Dadurch sollten Vergleiche mit Stoßwellen-Experimenten, die unter ähnlichen Bedingungen durchgeführt werden, erleichtert werden. Meistens wurde jedoch auf die Gasfüllung verzichtet.



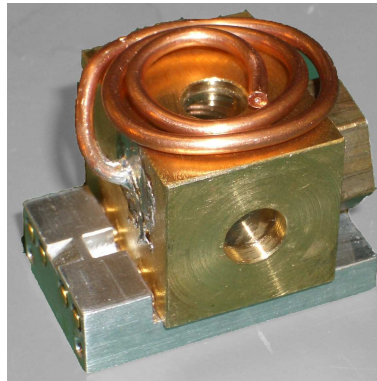
**Abbildung 3.15.:** Eine „Nuss“ aus Messing hält das Target im Inneren. Das Gehäuse ist druckdicht und erlaubt Experimente unter erhöhtem Gasdruck.

---

## Sicherheitscontainer

---

Ein vom „Nuss“-Design abgeleitetes Targetgehäuse wurde speziell für Experimente mit Urandioxid entworfen. Es bestanden höchste Anforderungen an die Stabilität und Sicherheit, da das toxische  $\text{UO}_2$  unter keinen Umständen freigesetzt werden durfte.



**Abbildung 3.16.:**  $\text{UO}_2$  Target Container:

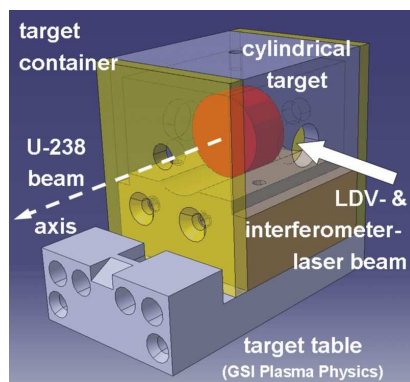
Ein besonders stabiles Gehäuse verhindert, dass das toxische Urandioxid freigesetzt werden kann. Durch die Spirale entweicht beim Evakuieren der Targetkammer die Atmosphäre aus dem Container. Sollte während des Experiments das Targetmaterial pulverisiert werden, so kann es dennoch nicht entweichen.

---

## Vibration

---

In Zusammenarbeit mit dem CERN wurden zylindrische Targets gefertigt. Das Interesse bestand darin, Vibrationen an der Oberfläche mit einem „Laser Doppler Vibrometer“ (LDV) zu messen und mit Ergebnissen aus Simulationen zu elastisch-plastischen Übergängen zu studieren. Ähnliche Experimente wurden bereits mit Protonen am CERN von WILFINGER *et al.* [2007] durchgeführt.



(a) Schematischer Aufbau



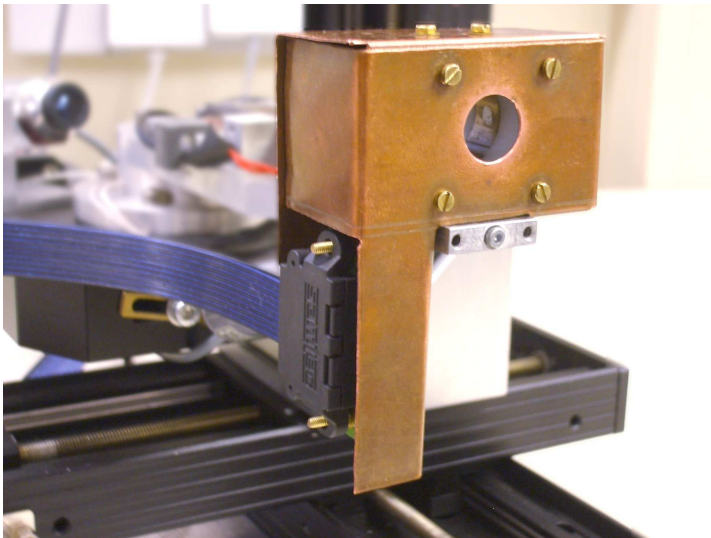
(b) Zylindertarget

**Abbildung 3.17.:** Zylinderförmige Targets zur Detektion von Vibrationen an der Oberfläche.

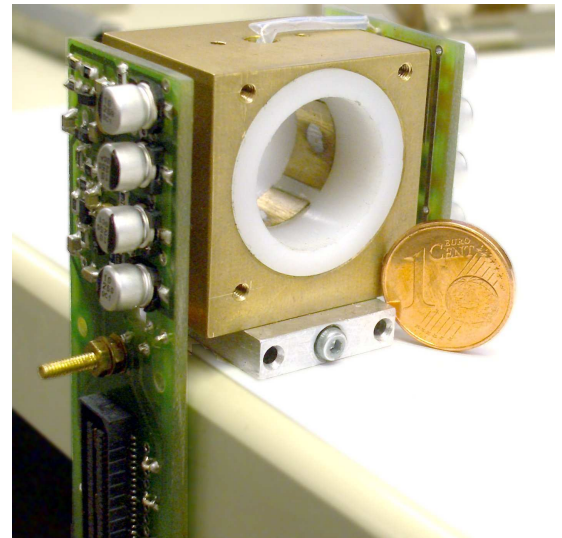
### 3.4.7 Kapazitive Sonde

Als Alternative zur Strahldiagnostik mittels Gasfluoreszenz wurde eine ringförmige – aber vierfach segmentierte – kapazitiv arbeitende Sonde entwickelt und erstmals erfolgreich eingesetzt [HUG 2006; BECKER *et al.* 2006]. Mit dieser lässt sich sowohl der Strahlschwerpunkt, als auch das Seitenverhältnis eines angenommenen ellipsenförmigen Strahlprofils ermitteln. Diese Daten wurden mit Messungen in Gas verglichen.

Die Sonde ist so kompakt gebaut, dass sie zusammen mit einer Verstärkerelektronik auf einem Targettisch montiert und vom Target-Manipulator verfahren werden kann.



(a) Sonde mit Kupferabschirmung auf dem Target-Manipulator. Links im Bild das hochflexible Flachkabel mit koaxialen Eigenschaften.



(b) Sonde ohne Abschirmung. Gut zu erkennen ist die Elektronik, das Anschlussterminal sowie ein Segment der Ringelektrode.

**Abbildung 3.18.:** Die kapazitive Sonde zur strahlerhaltenden Vermessung des Strahlschwerpunktes und des Seitenverhältnisses am Interaktionspunkt.





---

## 4 Das Pyrometer

Die Messung der Temperatur mittels Pyrometrie ist in dieser Arbeit von zentraler Bedeutung. Nach einem kurzen Überblick über die Funktionsweise und technische Umsetzung handelsüblicher Geräte folgt die Vorstellung des am HHT-Messplatz bestehenden Systems. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Modifikationen und Erweiterungen werden im Detail präsentiert.

---

### 4.1 Funktionsweise und Arten

Ein Pyrometer – auch Strahlungsthermometer genannt – wird zur kontaktlosen Temperaturmessung verwendet. Es misst die Intensität der emittierten elektromagnetischen Strahlung in einem festgelegten Wellenlängenbereich. Die Emission ist neben der Temperatur noch von dem materialabhängigen Emissionsgrad  $0 < \epsilon < 1$  abhängig, der nur für einen Schwarzen Körper oder geeigneten Hohlraum den maximalen Wert  $\epsilon = 1$  erreicht, siehe auch Abschnitt 2.3.6 auf Seite 16. Für die Anwendung sind unterschiedliche Pyrometer-Typen entwickelt worden.

---

#### 4.1.1 Band- und Gesamtstrahlpyrometer

Diese Art von Geräten wird für niedrige Temperaturen verwendet, um ein ausreichend starkes Messsignal zu erhalten. Während beim Gesamtstrahlpyrometer auf einen Filter verzichtet wird, kommt beim Bandstrahlpyrometer ein Filter mit breiter spektraler Transmission zum Einsatz. Speziell bei einem Verzicht auf den Filter muss beachtet werden, dass die Eigenschaften der verwendeten Komponenten in der Regel eine Abhängigkeit von der Wellenlänge aufweisen und somit das Ergebnis beeinflussen. Bei den Linsen betrifft dies in erster Linie die spektrale Transmission sowie chromatische Abbildungsfehler, bei den Sensoren gilt es die spektrale Empfindlichkeit zu berücksichtigen.

Der Dynamikumfang des Messgerätes ist jedoch eingeschränkt, da die gesamte abgestrahlte Leistung – und somit auch das Ausgangssignal des Detektors – mit  $T^4$  ansteigt, wie in Gleichung 2.14 auf Seite 11 beschrieben.

---

#### 4.1.2 Schmalbandpyrometer

Ein Schmalbandpyrometer misst die Intensität bei einer zentralen Wellenlänge. Von Vorteil ist, dass die spektrale Empfindlichkeit des Sensors und weiterer Bauteile in der Kalibrierung enthalten ist. Der Nachteil ist die geringe Intensität besonders bei niedrigen Temperaturen.

---

### 4.1.3 Verhältnispyrometer

---

Ein Verhältnispyrometer – auch 2-Farben oder Quotientenpyrometer genannt – misst die Intensität  $L_{\Omega, \lambda_i}^*$  gleichzeitig auf zwei benachbarten Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ . Unter der Annahme, dass der (unbekannte) Emissionsgrad  $\epsilon_\lambda$  für beide Wellenlängen näherungsweise gleich ist, kürzt sich dieser bei der Bildung des Verhältnisses heraus. Siehe hierzu auch Gleichung 2.34 und Gleichung 2.35 auf Seite 18.

---

### 4.1.4 Mehrkanalpyrometer

---

Die Intensität wird bei einem Mehrkanalpyrometer auf verschiedenen Wellenlängen gleichzeitig gemessen. Jeweils zwei (benachbarte) Messkanäle können auch als Quotientenpyrometer verwendet werden. Es können aber auch Emissions-Modelle mit weiteren Abhängigkeiten herangezogen werden. Eine Möglichkeit besteht etwa in der linearen Abhängigkeit der Emissivität von der Wellenlänge. Die Anzahl der Kanäle gibt hierbei eine obere Grenze für die Anzahl unabhängiger und frei zu variierender Parameter für ein Modell der Emissivität an. Dabei gibt es für  $n$  Kanäle maximal  $n - 1$  freie Parameter.

Die thermische Emission kann mit einem Gitter, einem dispersiven Kristall oder mit einer Kaskade von Interferenzfiltern – wie in dieser Arbeit – analysiert werden. Das so erzeugte Spektrum kann mit dedizierten Photodetektoren oder einer Schmierbildkamera erfasst werden. Der Einsatz von Interferenzfiltern hat dabei den Vorteil, dass die zentrale Wellenlänge und die Bandbreite durch Tauschen des Filters für jeden Kanal separat vorgenommen werden kann.

Bei Systemen, die nur eine geringe Abtastrate von wenigen Bildern je Sekunde benötigen, bietet sich auch der Einsatz von handelsüblichen Farbkameras an [LU *et al.* 2009].

---

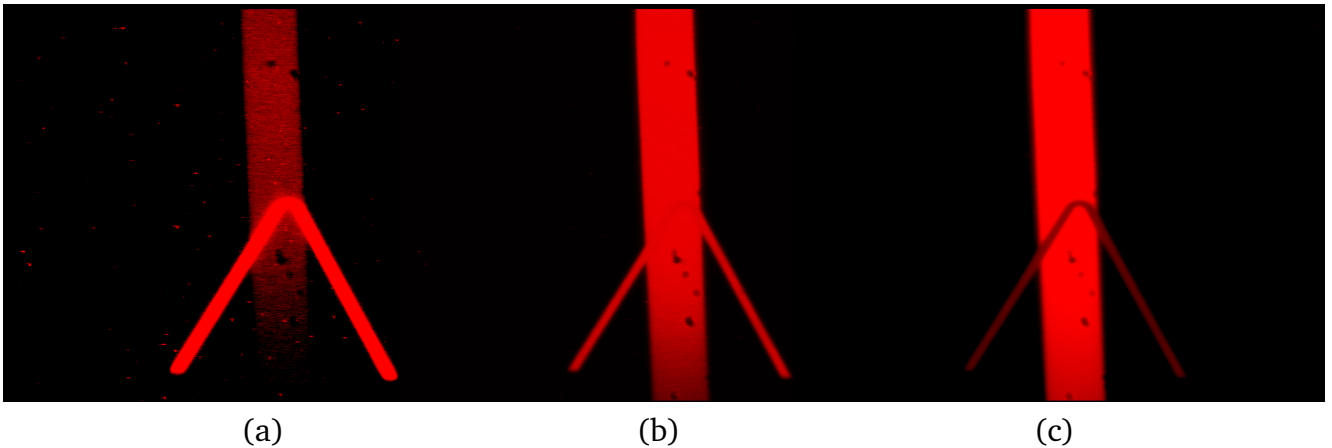
### 4.1.5 Vergleichspyrometer

---

Für höhere Temperaturen, bei denen ein Teil der Emission im sichtbaren Bereich liegt, kommen visuelle Vergleichspyrometer – zum Beispiel Glühfadenpyrometer – zum Einsatz. Hierbei wird das Glühen einer kalibrierten Wolframbandlampe mit dem Auge zur Deckung mit dem zu messenden Gegenstand gebracht. Abbildung 4.1 zeigt den Blick bei drei verschiedenen Einstellungen durch ein *Mikro PV11* der Firma KELLER HCW.

Die hier eingesetzte handelsübliche Schwarz-Weiß-CCD-Kamera eignet sich jedoch nicht für die Temperaturmessung. Diese Kameras sind im Gegensatz zum menschlichen Auge auch im nahen Infrarot sensitiv. Die Transmission in diesem Wellenlängenbereich des Pyrometer-Objektives ist jedoch nicht in der Kalibrierung enthalten. So kommt es, dass das Messobjekt mit der CCD-Kamera dunkler erscheint als mit dem Auge.





**Abbildung 4.1.:** Der Blick durch ein Vergleichspyrometer *Mikro PV11*: Eine Wolframbandlampe als Messobjekt und das überlagerte Bild der Vergleichslampe. In dieser Bilderserie ist die Vergleichslampe einmal (a) „zu hell“ – die abzulesende Temperatur demnach zu hoch – (b) „gleich hell“ und (c) „zu dunkel“ eingestellt.

## 4.2 Bestehendes System

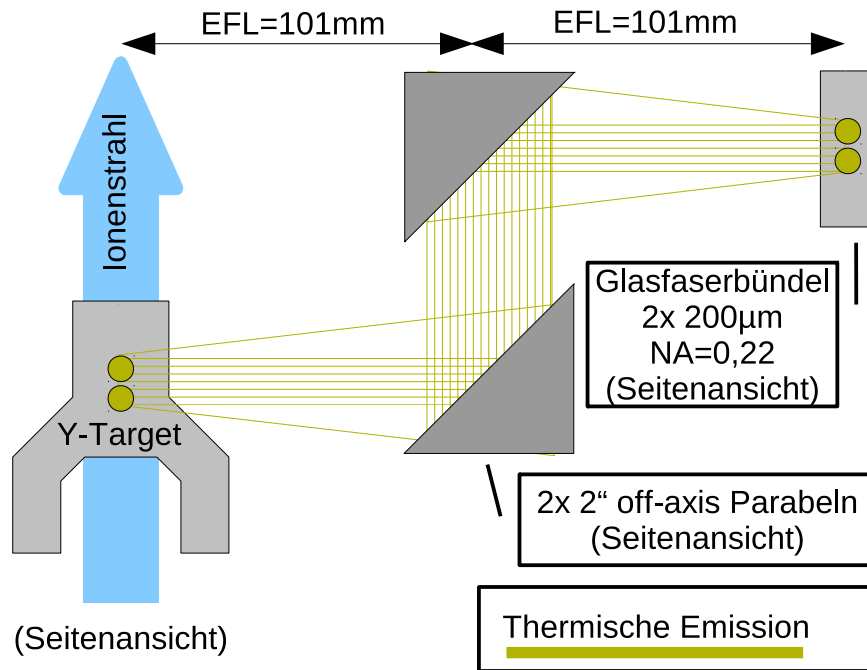
Das bestehende Mehrkanalpyrometer wurde im Rahmen einer vorherigen Arbeit von Ni [2006]; Ni *et al.* [2006, 2008] entwickelt und auch erstmals erfolgreich am HHT-Messplatz eingesetzt. Es misst die Intensität parallel auf mehreren Wellenlängen im sichtbaren und nahen infraroten Bereich. Die hintereinander geschalteten Schmalband-Pyrometer können auch als Quotienten-Pyrometer verwendet werden.

Die Hauptkomponenten sind eine Lichtsammeloptik innerhalb der Targetkammer und ein spektraler Analysator mit rechnergesteuerten Datenerfassung außerhalb des Messplatzes. Das Licht gelangt über Lichtleitern aus Quarzglas von der Sammeloptik zum Analysator.

### 4.2.1 Lichtsammelsystem

Abbildung 4.2 zeigt die Lichtsammeloptik, die aus zwei übereinander angeordneten 90° off-axis Parabeln besteht. Der Brennpunkt der unteren Parabel wird auf die seitliche Targetoberfläche justiert, der Brennpunkt der oberen Parabel auf das polierte Ende eines Glasfaserbündels. Zwischen den beiden Parabeln ist der Strahlengang parallel.

Die verwendete effektive Brennweite von  $EFL = 101,6$  mm und der Durchmesser von 50,8 mm der beiden Parabeln nutzen die Akzeptanz der eingesetzten Glasfasern mit einer numerischen Apertur von  $NA = 0,22$  effizient aus und stellen eine 1:1 Abbildung dar. Die Quellgröße der Strahlung wird somit durch den Durchmesser der verwendeten Glasfasern festgelegt. In aktuellen Experimenten werden zwei direkt nebeneinander liegende Glasfasern mit einem Durchmesser von 200  $\mu\text{m}$  verwendet.



**Abbildung 4.2.:** Das Lichtsammelsystem mit zwei 90° off-axis Parabeln mit einer effektiven Brennweite (EFL) von 101 mm. Angedeutet mit zwei gelben Kreisen die 1:1 Abbildung der beiden Quarzglasfasern auf die Targetoberfläche. Das von diesem Bereich emittierte Licht wird in die Glasfaser eingekoppelt und an den spektralen Analysator geleitet.

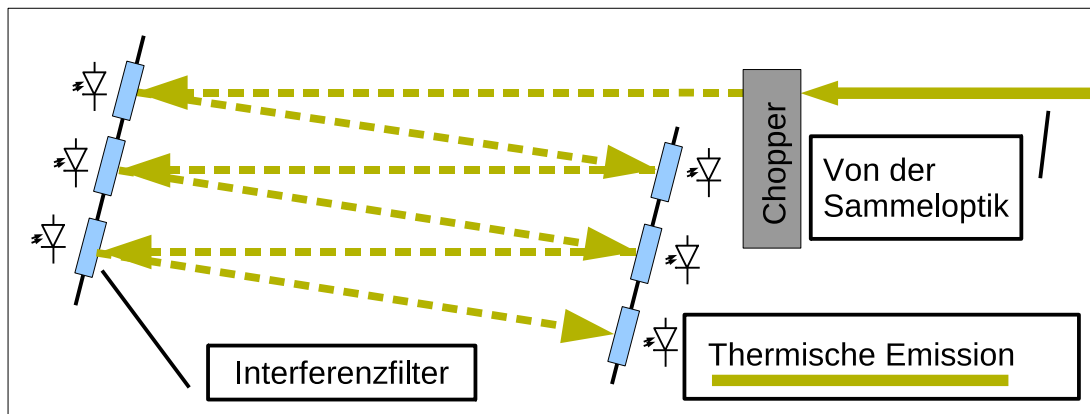
#### 4.2.2 Spektraler Analysator

Der Analysator besteht aus zwei gleichen Baugruppen, deren Aufbau in Abbildung 4.3 dargestellt ist. Jede dieser Baugruppen besteht aus einer Kaskade mit sechs schmalbandigen Interferenzfiltern, die die Eigenschaft aufweisen, einen Großteil des nicht transmittierten Lichts zu reflektieren. Dieses gelangt somit zum jeweils nächsten Filter. Die Filter sind in aufsteigender Wellenlänge angeordnet, da bei niedrigen Temperaturen die Intensitäten für kurze Wellenlängen recht schwach sind.

Als Detektoren werden für den sichtbaren und nahen infraroten Bereich Si-Dioden (Hamamatsu S7836-01) sowie für den mittleren infraroten Bereich InGaAs-Dioden (Hamamatsu G8376-05) eingesetzt. Den Photodioden ist jeweils ein rauscharmer, einstufiger Verstärker nachgeschaltet.

Während der Ausrichtung der einzelnen Komponenten und als Vorbereitung zur Kalibrierung kann das Licht eines Pilotlasers auf umgekehrten Weg durch den Aufbau gesendet werden.

Während der Kalibrierung wird ein mechanischer Chopper in den Lichtweg eingesetzt, um kurze Lichtpulse und ein Triggersignal für die Datenerfassung zu erzeugen. Für die eigentlichen Experimente wird dieser entfernt.



**Abbildung 4.3.:** Aufbau einer Baugruppe des spektralen Analysators: Das Licht trifft auf eine Kaskade von schmalbandigen Interferenzfiltern. Das nicht transmittierte Licht wird zum nächsten Filter reflektiert. Hinter jedem Filter befindet sich ein Photodetektor mit nachgeschaltetem Verstärker. Der Chopper wird nur für die Kalibrierung benötigt, um kurze Lichtpulse und das Triggersignal für den Digitalisierer zu erzeugen.

#### 4.2.3 Datenerfassung

Die verstärkten Signale werden von einem rechnergesteuerten Digitalisierer aufgezeichnet und verarbeitet. Dieser besteht aus einem externen cPCI<sup>1</sup>-Gehäuse, das die eigentlichen Messkarten der Firma Agilent (ehemals Acqiris) aufnimmt. Dieser Aufbau gewährleistet eine hohe Transfer-rate zum Rechner und eine einfache und flexible Programmierung der Messkarten.

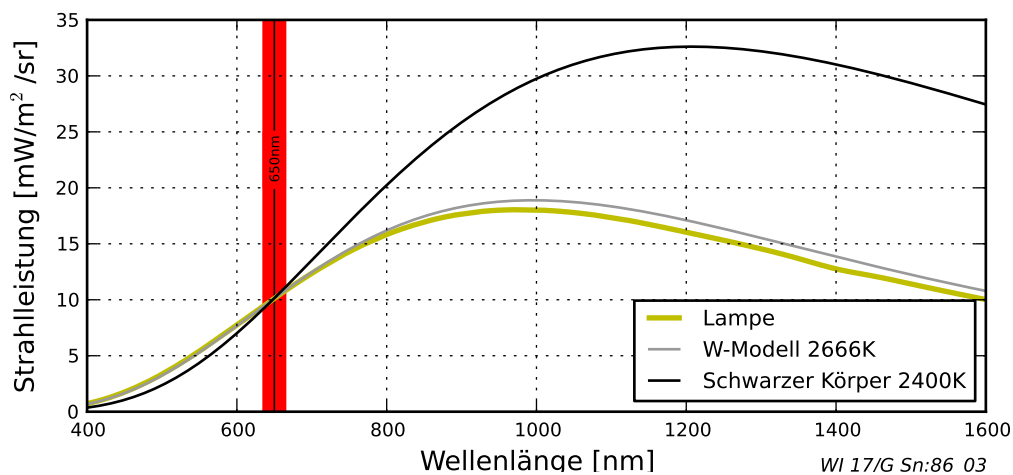
Die Verstärker der Photodetektoren liefern Spannungen bis zu 2 V. Für einen 8-Bit-Digitalisierer mit  $2^8 = 256$  Spannungsstufen bedeutet dies, dass der kleinste aufgelöste Spannungsabstand lediglich  $2\text{ V}/256 \approx 8\text{ mV}$  beträgt. Das Rauschen der Elektronik (Detektor, Verstärker, Digitalisierer) liegt dagegen bei etwa  $\approx 1\text{ mV}$ . Auch der Vergleich mit den Kalibriersignalen – siehe Abschnitt 4.3 – zeigt, dass die Auflösung nicht zufriedenstellend ist. Diese kann zwar durch Verringerung des Arbeitsbereiches des Digitalisierers für jeden einzelnen Kanal separat erhöht werden, es besteht dabei aber immer die Gefahr, dass einzelne Kanäle bei hohen Temperaturen übersteuert werden.

Um den Dynamikumfang zu erhöhen, wurden zeitweise die Signale von zwei Digitalisierer-Kanälen gleichzeitig mit unterschiedlichen Arbeitsbereichen erfasst. Da die Eingangskanäle jedoch eine feste Eingangsimpedanz von  $50\Omega$  haben, kann das Signal nur mit zusätzlicher Elektronik aufgeteilt werden. Eine weitere Verstärkerstufe wurde hierfür dem Photodetektor hinzugefügt.

<sup>1</sup> Compact Peripheral Component Interconnect

### 4.3 Kalibrierung

Das Pyrometer wird mit einer Wolframbandlampe vom Typ WI 17/G (Pharao) der Firma Osram GmbH kalibriert. Der Hersteller der Lampe liefert eine Messung der spektralen Strahldichte im Wellenlängenbereich von 250 ... 1.650 nm. Die Messung ist nur für einen definierten Punkt auf dem Filament bei Einstellung auf eine schwarze Temperatur von  $T_s = 2.400\text{ K}$  bei  $\lambda = 650\text{ nm}$  gültig. Das gemessene Spektrum ist zusammen mit dem Spektrum eines Schwarzen Körpers in Abbildung 4.4 dargestellt.



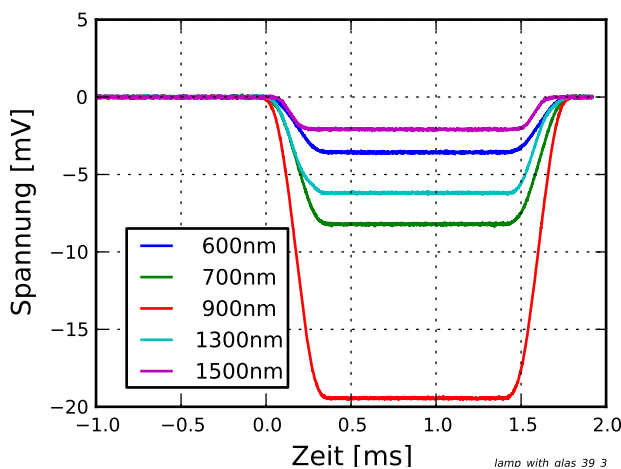
**Abbildung 4.4.:** Das vom Hersteller gemessenen Spektrum der Kalibrierlampe zusammen mit dem Spektrum des Schwarzen Körpers bei  $T_s = 2.400\text{ K}$ . Zum Vergleich ein Emissions-Modell für Wolfram einschließlich der Transmission durch das Lampenglas. Die *physikalische* Temperatur der Lampe beträgt nach diesem Modell 2.666 K. Bei  $\lambda = 650\text{ nm}$  schneiden sich alle Linien.

Die präzise Ausrichtung der Kalibrierlampe auf das Lichtsammelsystem ist aufwendig. Um sämtliche systematischen Fehlerquellen in der Kalibrierung zu berücksichtigen, müssen die Verbindungen der Lichtwellenleiter so wie im Experiment hergestellt werden. Das schließt die Verwendung der Glasfaserstrecke vom Messplatz zum Kontrollraum ebenso ein wie die Vakuumdurchführung in die Targetkammer. Die Kalibrierlampe wird innerhalb der Targetkammer positioniert. Mit dem Pilotlaser wird anschließend Licht durch die Glasfasern gesendet und vom Lichtsammelsystem auf den markierten Referenzpunkt der Wolframbandlampe fokussiert. Dieser ist – auch wegen des geringen Abstandes der Lampe zu den Parabolspiegeln – nur mit einer Miniatur-CCD Kamera zu sehen. Diese muss während der Kalibrierung wieder entfernt werden. Während der Kalibrierung des Pyrometers wird die Lampe mit der vom Hersteller angegebenen Einstellgröße für den Strom betrieben und die gemessene Intensität der Photodioden als Referenzspannung gespeichert. Für die durch die Filter vorgegebenen Wellenlängen sind die Spannungen durch die Messung des Herstellers jeweils einer bestimmten Strahlungsleistung zugeordnet und somit eine absolute Größe.

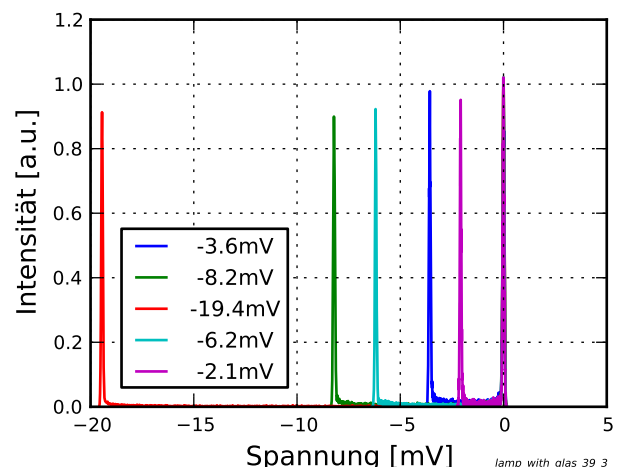
Es wird hierbei davon ausgegangen, dass die Ausgangsspannung der Photodioden linear zur Intensität ist. Um Fehler durch Temperaturschwankungen zu minimieren, bleiben sowohl die Detektoren und Verstärker als auch der Digitalisierer während eines Experiments permanent eingeschaltet. Eine Stabilisierung der Temperatur, der Einsatz einer aktiven Kühlung oder die Kompensation von Temperaturänderungen ist bis jetzt nicht vorgesehen.

Um mögliche Alterungserscheinungen der Wolframbandlampe zu kompensieren, wird regelmäßig eine Vergleichsmessung mit einem kommerziellen visuellen Vergleichspyrometer durchgeführt (siehe auch 4.1.5). Dabei wird der Lampenstrom mehrmals langsam in beide Richtungen um den Arbeitspunkt verstellt und die Temperatur mit dem visuellen Pyrometer notiert. Der mittlere Lampenstrom für die Soll-Temperatur der Lampe wird anschließend verwendet.

Die Photodioden sollen während der Kalibrierung keinem kontinuierlichen Lichtstrom ausgesetzt sein. Dafür wird ein mechanischer Chopper eingesetzt, der kurze Lichtblitze mit einer Dauer von  $\approx 2$  ms – wie in Abbildung 4.5(a) – und gleichzeitig ein Triggersignal für den Digitalisierer erzeugt. Für die Kalibrierung wird der Mittelwert aus 1.000 Messungen zugrunde gelegt und das Differenzsignal durch Bildung eines Histogramms wie in Abbildung 4.5(b) ausgewertet. Für die eigentlichen Experimente wird der Chopper entfernt. Die Synchronisierung mit dem Experiment erfolgt durch ein Triggersignal, der durch das Kontrollsystem generiert wird.



(a) Kalibriersignal der Lampe nach dem Chopper.



(b) Histogramm der Kalibrierspannung.

#### Abbildung 4.5.: Durchführung der Kalibrierung:

Der konstante Lichtstrom der Lampe wird durch einen mechanischen Chopper zerhackt. Es wird über etliche Messungen gemittelt und anschließend der Spannungsabstand durch Erstellung eines Histogramms ermittelt.

---

## 4.4 Erweiterungen und Modifikationen

---

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Pyrometer für eine zeitgleiche, direkte Reflexionsmessung modifiziert. Die Anforderungen an das Design sowie die durchgeführten Modifikationen und Erweiterungen werden im Folgenden erläutert.

---

### 4.4.1 Anforderung an das Design

---

Bei der Erweiterung des bestehenden Systems galt es, die nachfolgenden Punkte zu berücksichtigen:

- Erweiterung des vorhandenen Systems, keine Neuentwicklung.
- Messung am Ort der thermischen Emission.
- Diskrete Wellenlänge / schmalbandige Lichtquelle.
- Detektion mit dediziertem Kanal im vorhandenem Analysator.
- Thermische Emission darf das Signal nicht beeinflussen.
- Pulsbetrieb im Experiment und niedrige Intensität für Justierung.
- Überwachung der Intensität.
- Erfassung von Streulicht / diffuser Reflexion.

Nicht alle Forderungen können gleichzeitig bestmöglich erfüllt werden. Insbesondere die Erfassung des diffus gestreuten Lichtes lässt sich nicht zufriedenstellend mit dem vorhandenen Aufbau realisieren, siehe dazu auch Abschnitt 2.3.6 auf Seite 17 über Ulbrichtkugeln. Daher wird nur eine qualitative Aussage möglich sein.

---

### 4.4.2 Konstruktion der Lichtquelle

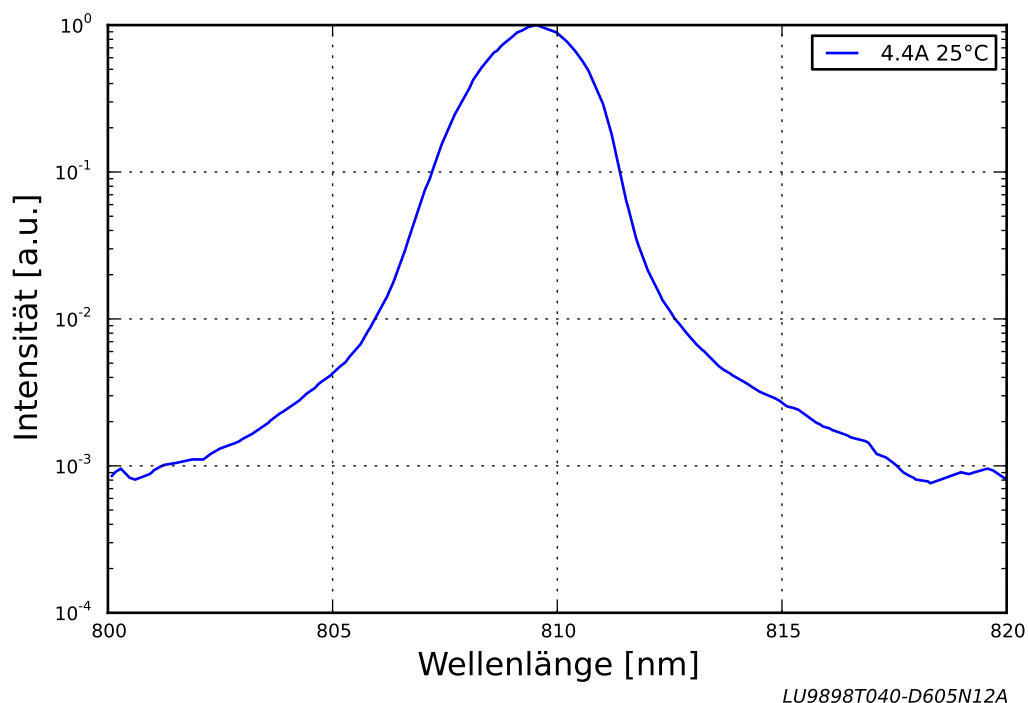
---

Die Lichtquelle zur Reflexionsmessung ist in das Lichtsammelsystem integriert, die Ausrichtung der Komponenten untereinander ist daher außerhalb der Targetkammer möglich. Als Lichtquelle kommt eine intensive fasergekoppelte Laserdiode vom Typ LU808T040 der Firma LUMICS GMBH zum Einsatz. Diese ist in einem TO-220 Gehäuse gefasst und kann auch im Ultrahochvakuum (UHV) betrieben werden. Sie ist direkt auf dem aus Aluminium gefertigten Träger für das Lichtsammelsystem befestigt und gibt die Verlustwärme an diesen ab. Die Faser ist bereits vom Hersteller mit einem SMA-Stecker konfektioniert, weswegen sie nicht gekürzt, sondern aufgerollt wurde. Dies zerstört gleichzeitig die Polarisierung des Lichtes.

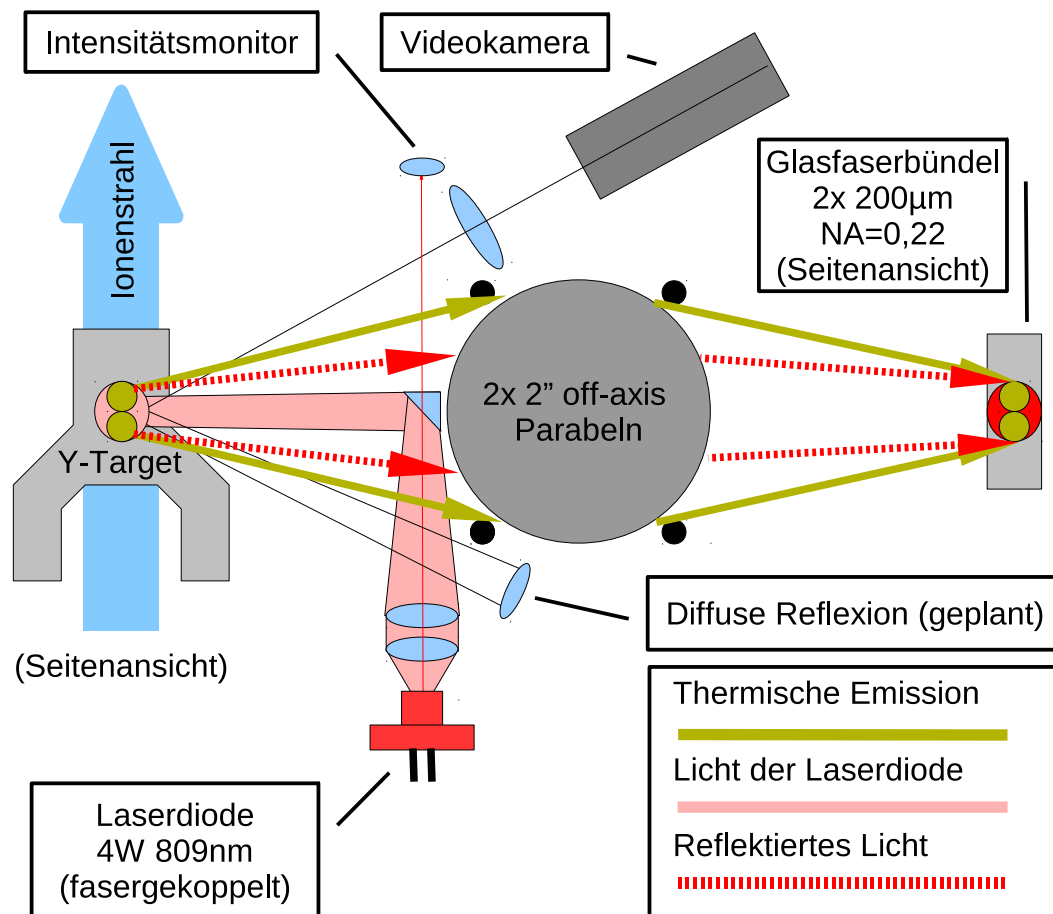
Ein Faserkollimator fokussiert das Licht von der Seite über einen kleinen Fangspiegel auf das Target. Der Spiegel befindet sich unterhalb der optischen Achse, aber innerhalb der Akzeptanz des Lichtsammelsystems. Durch diese Konstruktion fällt das Licht mit einem Winkel von etwa  $10^\circ$  zur Normalen auf die Targetoberfläche ein. Das reflektierte Licht wird dennoch von der Sammeloptik erfasst, ohne durch den Fangspiegel blockiert zu werden.

Die Laserdiode beleuchtet homogen den gesamten Bereich der Targetoberfläche, von welchem das Licht für die Temperaturmessung aufgenommen wird. Ein kleiner Teil des Laserlichtes wird bewusst am Fangspiegel vorbeigeleitet und mit einer separaten Faser einem Leistungsmonitor zugeführt. Es ist bereits geplant, eine weitere Faser mit einem kleinen Linsensystem ebenfalls auf den zentralen Punkt zu fokussieren. Der Winkel liegt deutlich außerhalb der Akzeptanz des Lichtsammelsystems. Dieses System soll zukünftig (teilweise) diffus reflektiertes Licht detektieren. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 4.7 und die Umsetzung in Abbildung 4.8 zu sehen.

Die maximale Ausgangsleistung der Laserdiode beträgt 4 W bei der zentralen Wellenlänge von  $\lambda = 809 \text{ nm}$ . Das Spektrum der Laserdiode bei der maximalen Ausgangsleistung ist in Abbildung 4.6 gezeigt. An den Rändern des Intervalls von  $805 \dots 813 \text{ nm}$  ist die Strahlintensität bereits auf 1% des Maximums abgesunken, eine Beeinträchtigung der anderen Kanäle ist also nicht zu erwarten. Die Wellenlänge des Maximums verschiebt sich um einige Nanometer mit zunehmender Leistung. Auch benötigt die Laserdiode einige  $10 \mu\text{s}$ , um einen stabilen Betrieb zu erreichen.



**Abbildung 4.6.:** Vom Hersteller gemessenes Spektrum der eingesetzten Laserdiode laut beiliegendem Datenblatt für den maximalen Strom von 4,4 A.



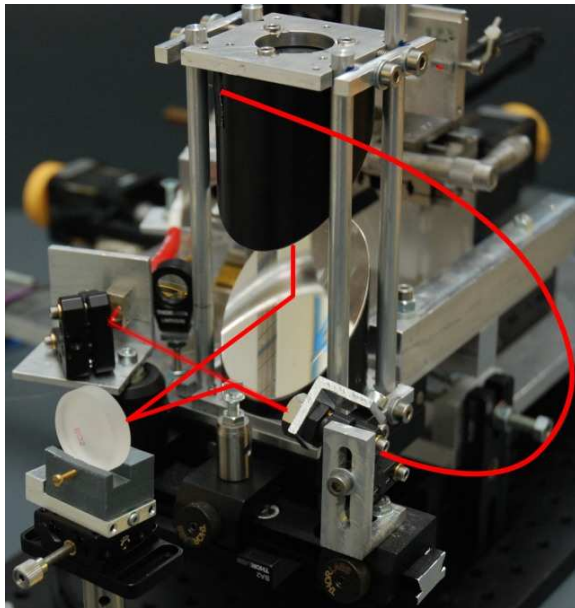
**Abbildung 4.7.:** Das Schema des erweiterten Lichtsammelsystems mit Reflexionsmessung. Zentral die zwei übereinander montierten 90° off-axis Parabeln. Ein Bündel aus zwei Glasfasern rechts im Bild in der Seitenansicht wird 1:1 auf die Targetoberfläche links abgebildet. Das hier emittierte Licht wird eingekoppelt. Die intensive, fasergekoppelte Laserdiode ist über einen Fangspiegel auf die Stelle des Targets ausgerichtet, an welcher die Glasfasern über die off-axis Parabeln abgebildet werden. Das reflektierte Licht wird auf dem gleichen optischen Weg erfasst wie die thermische Emission. Ein Teil des Lichtes der Laserdiode geht am Fangspiegel vorbei und wird von einem Intensitätsmonitor registriert. Mit der Videokamera kann kontrolliert werden, ob das Licht der Laserdiode den Ort der Datenaufnahme ausleuchtet.

#### 4.4.3 Modifikation des Analysators

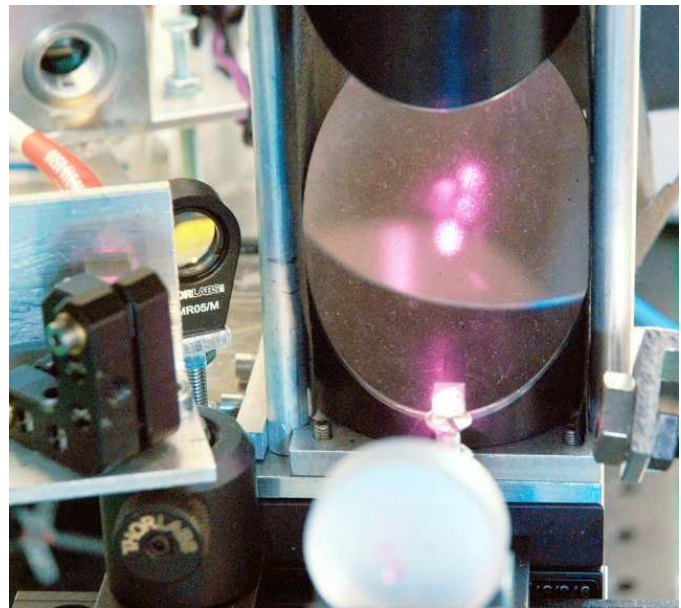
Die Reihenfolge der Interferenzfilter in den Baugruppen des Analysators wurde zu Gunsten der Laserwellenlänge umgestellt. Der Interferenzfilter des ersten Kanals ist auf die Wellenlänge der Laserdiode mit der zentralen Wellenlänge von 810 nm und einer Bandbreite von 10 nm abgestimmt. Es folgen die restlichen Filter in aufsteigender Wellenlänge.

Der Kanal für das Laserlicht wird nun ohne Verstärker betrieben, da die Intensität zur Detektion ausreicht. Durch die abgeschaltete Verstärkerstufe ist das Signal zwar mit einigen mV sehr niedrig, aber auch sehr rauscharm. Während der Kalibrierung mit der Wolframbandlampe konnte





(a) Rot eingezeichnet der Strahlengang der Laserdiode durch die gebogene Glasfaser sowie die Fokussierung auf das Target und die Auskopplung für den Intensitätsmonitor am Fangspiegel.



(b) Das IR-Licht der Diode ist aufgrund der hohen Intensität trotz Sperrfilter der Kamera zu sehen. Zu erkennen sind mehrere Punkte, hervorgerufen durch Mehrfachreflexion zwischen einem Spiegeltarget und der Glasfaseraufnahme.

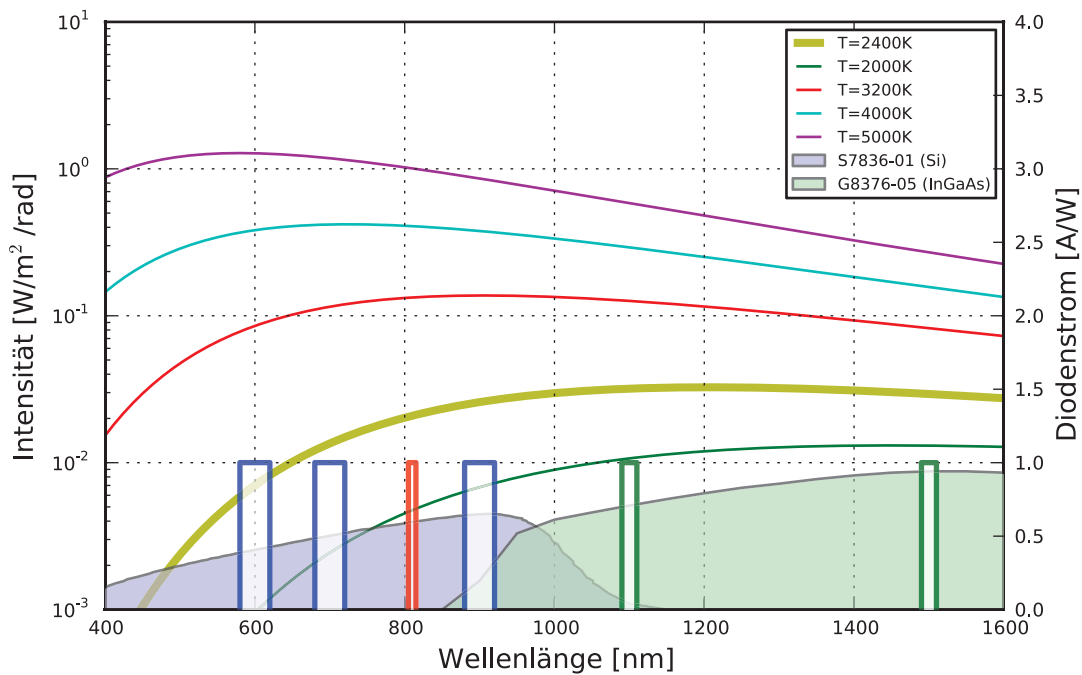
**Abbildung 4.8.:** Das erweiterte Lichtsammelsystem.

kein messbares Signal festgestellt werden. Die thermische Emission wird demnach das Signal bei dieser Wellenlänge nicht signifikant beeinflussen.

Die beiden Baugruppen haben identische Filtersätze erhalten. Die zentralen Wellenlängen der verbleibenden fünf Kanäle wurde im Hinblick auf die Sensitivität der Photodioden, mit ausreichend Abstand zur zentralen Wellenlänge der Laserdiode und mit Schwerpunkt auf kurze Wellenlängen ausgewählt. Die verwendeten Filter sind in Tabelle 4.1 aufgeführt sowie in Abbildung 4.9 eingezeichnet. In der Abbildung sind zusätzlich die Sensitivitäten der eingesetzten Photodioden eingezeichnet.

**Tabelle 4.1.:** Im Analysator eingesetzte Interferenzfilter in aufsteigender Reihenfolge.

Wellenlänge [nm]	Breite [nm]	Photodiode
810	10	Si
600	40	Si
700	40	Si
900	40	Si
1200	40	InGaAs
1500	20	InGaAs



**Abbildung 4.9.:** Verwendeter Filtersatz mit Sensitivität der Photodioden sowie der Strahlungsleistungen bei verschiedenen Temperaturen. In gelb und dick hervorgehoben ist die Temperatur der Wolframbandlampe. Blaue Filter bedeuten Si-Dioden, grüne Filter InGaAs-Dioden. Rot eingezeichnet der Filter zur Erfassung des Lichts der Laserdiode bei 810 nm.

#### 4.4.4 Erweiterung der Hardware zur Datenerfassung

Erstmals wurden bei der Durchführung dieser Arbeit zusätzliche Digitalisierer-Karten mit 12 Bit Auflösung für die Datenerfassung eingesetzt. Damit wurde die Auflösung der gemessenen Spannungen bei gleichem Messbereich um den Faktor 16 erhöht. Bei einem Ausgangssignal der Verstärker von 2 V bedeutet dies nun einen minimalen Spannungsabstand von  $2\text{ V}/4096 \approx 0,5\text{ mV}$ . Daraus ergibt sich – im Vergleich zu den 8 Bit Digitalisierer-Karten – ein erweiterter Dynamikumfang, da die Signale einerseits schon bei niedrigen Temperaturen erfasst und andererseits bei hohen Temperaturen nicht abgeschnitten werden. Im Verlauf dieser Arbeit wurde eine komplette Baugruppe des Analysators auf 12 Bit Digitalisierer-Karten umgestellt. Ziel ist es, sämtliche Kanäle mit 12 Bit zu digitalisieren.

Die Details zu den Karten sowie die Gesamtzahl der vorhandenen Kanäle sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Der deutlich größere interne Speicher der 12 Bit Karten und die damit verbundene längere Aufnahmezeit wird in der Regel nicht voll ausgeschöpft. Demgegenüber steht jedoch eine um den Faktor 2,4 geringere Abtastrate.

Einige der frei gewordenen 8 Bit Kanäle werden inzwischen für die Erfassung der Signale der Strahlstrom-Transformatoren verwendet. Weitere 8 Bit Digitalisierer-Karten wurden in ein zweites cPCI Gehäuse direkt am Messplatz installiert. Dort werden die Daten zu den kontaktlosen

**Tabelle 4.2.: Verwendete Digitalisierer-Karten**

Bezeichnung Agilent (Acqiris)	Auflösung	Datenpunkte	Abtastrate	Kanäle (je Karte)
U1064A-004 (DC 271 A)	8 Bit	128 k	1.000 MS/s	24 (4)
U1066A-001 (DC 440)	12 Bit	4.096 k	420 MS/s	8 (2)

und kontaktbehafteten elektrischen Leitfähigkeitsmessungen aufgenommen. Über eine Glasfaserverbindung sind diese Karten mit dem Rechner verbunden, der für die Temperaturerfassung eingesetzt wird. Somit werden alle Messkanäle zentral von der gleichen Software gesteuert.

---

#### 4.4.5 Modifikationen der Software

---

Die gleichzeitige Unterstützung der vorhandenen 8 Bit und der neuen 12 Bit Messkarten mit unterschiedlichen maximalen Abtastraten und Speicherausbau erforderte umfangreiche Modifikationen an der Software. Ebenso wurde – für kontaktlose Messung der Leitfähigkeit – die Unterstützung für die Kanalbündelung auf Seite der Software implementiert. Dies erlaubt bei den 8 Bit Messkarten die Abtastrate und den Speicher von zwei oder vier Kanälen einer einzelnen Messkarte zu kombinieren. Eine Messkarte mit vier Kanälen und einer Abtastrate von je 1 GS/s und 128 k Datenpunkten je Kanal wird dabei zu einer Messkarte mit einem Kanal mit 4 GS/s und 512 k Messpunkten. Die anderen Eingänge der Messkarte sind dann ohne Funktion und bleiben ungenutzt. Die 12 Bit Messkarten bieten keine Möglichkeit der Kanalbündelung.

Die Mittelung über mehrere Messungen für die Kalibrierung geschieht nun für alle Kanäle gleichzeitig. Dadurch wird sichergestellt, dass die Signale alle unter den gleichen Bedingungen aufgenommen werden. Außerdem verkürzt es die notwendige Zeit für die Durchführung der Kalibrierung. Dies ist mit Hinblick auf die Lebensdauer der Kalibrierlampe ebenfalls ein deutlicher Vorteil.

Durch Optimierungen der Ausführungs geschwindigkeit kann die Software trotz niedriger Systemlast jetzt auch als Oszilloskop verwendet werden, was insbesondere bei der Justierung der optischen Komponenten der Analysator-Baugruppen hilfreich ist. Die Mittelung über einige wenige Messungen ist hier hilfreich, um das angezeigte Rauschen zu verringern.

Die Daten lassen sich in flexibel wählbaren Dateiformaten gruppieren und speichern. Fallen nur wenige Daten – zum Beispiel die der Strahlstrom-Transformatoren während der Ausrichtung des Ionenstrahls – an, ist eine Speicherung in einer Datei je Kanal sinnvoll. Sind dagegen etliche Kanäle in Verwendung, so sollten die Daten gruppiert gespeichert werden. Das erleichtert sowohl die Verarbeitung der Daten und spart zudem Speicherplatz, da die Zeitachse nicht für jeden Kanal einzeln geschrieben wird. Der Dateiname wird nach einem frei definierten Muster unter Einbeziehung der Schussnummer, Kanalnummer und einer Kanalbezeichnung erstellt. Die Speicherung der Daten erfolgt dabei automatisch nach der vollständigen Übertragung aus dem Speicher der Messkarten an den Rechner.

---

Die Software kann bereits mit der sich noch im Aufbau befindlichen automatisierten Datenerfassung für den Messplatz eingesetzt werden. Hierbei wird die Aufnahmebereitschaft der beteiligten Geräte automatisch gesetzt und überprüft sowie eine einheitliche Schussnummer von einer zentralen Instanz verwaltet und an die Software übermittelt. Einem versehentlichen Versatz in der Nummerierung zwischen Protokoll und der gespeicherten Daten wird damit zukünftig entgegengewirkt.

---

## 5 Auswertung

Die Experimente mit intensiven und stark fokussierten Schwerionenstrahlen dienen sowohl der Messung thermodynamische Variablen von schwerionengeheizten Materialien, als auch der Entwicklung und Test von Diagnostiken, Targets und Methoden für zukünftige Experimente an FAIR. In diesem Kapitel werden die Daten analysiert und interpretiert, die mit dem Pyrometer aufgezeichnet wurden.

---

### 5.1 Parameter und Besonderheiten

---

Zwischen 2008 und 2010 fanden insgesamt drei Experimentierzeiten statt. Es standen zwei mal ein  $^{238}\text{U}^{73+}$  sowie einmal ein  $^{124}\text{Xe}^{48+}$  Strahl zur Verfügung. Die Teilchenzahl je Bunch des gekühlten Ionenstrahls lag bei  $1 \dots 5 \cdot 10^9$  mit einer spezifischen Energie von 350 AMeV. Die Ionen wurden mit nahezu konstantem Teilchenstrom über 900 ns wie in Abbildung 3.3(b) extrahiert. Durch die vergleichsweise lange Heizdauer sollten der Schmelzprozess gut zu erkennen sein und das Erreichen der Gasphase vermieden werden. Auf das Erreichen höchster Temperaturen mit Hilfe eines zeitlich und räumlich komprimierten Ionenstrahls wurde bewusst verzichtet.

Bei der letzten Strahlzeit in 2010 wurde ein neuer Bunchkompressor im SIS-18 getestet. Systembedingt musste die spezifische Teilchenenergie auf 300 AMeV reduziert werden, was zu einer niedrigeren Reichweite der Ionen im Targetmaterial führt. Als Folge erhält man höhere Gradienten in der Temperatur entlang der Strahlachse. Lediglich die Experimente zur kontaktlosen Leitfähigkeitsmessung wurden mit dieser Einstellung durchgeführt [LING 2011].

Als Targetmaterial wurden vorwiegend Tantal und Wolfram gewählt. Beide Metalle zeichnen sich durch besonders hohe Schmelz- und Siedetemperaturen aus, siehe Tabelle A.1 auf Seite 93. Die Targets aus diesen Materialien wurden ausschließlich nach der in Abschnitt 3.4.1 und 3.4.4 ab Seite 36 beschriebenen Y- und H-Geometrien gefertigt.

Bei den im Folgenden aufgeführten Targets war keine Temperaturmessungen geplant oder konnte nicht vorgenommen werden. Einige Testtargets aus einem Stapel dicker Kupferfolien für Strahlprofilmessungen nach der nuklearen Aktivierungsmethode [GOLUBEV *et al.* 2007]. Einige dünne, semi-transparente Goldfolien wurden vorbereitet, jedoch bereits durch den Laser zur Reflexionsmessung zerstört. Targets für die kontaktlose Leitfähigkeit sowie zur Geschwindigkeitsmessungen per VISAR und Interferometer kamen ebenfalls zum Einsatz. Hierfür wurde auch Blei verwendet, das einen niedrigen Schmelzpunkt, dafür aber eine hohe Expansionsgeschwindigkeit aufweist.

---

## 5.2 Analyse der experimentellen Daten

---

Im Folgenden werden exemplarisch die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Targets untersucht, die repräsentativ für die durchgeführten Experimente sind. Die beschriebenen Beobachtungen sind nicht notwendigerweise bei jedem Target gleich stark ausgeprägt. Die Konzentration auf wenige Materialien und zwei Targetdesigns ergibt eine gute Statistik und erlaubt einen besseren Vergleich der Ergebnisse.

**Tabelle 5.1.: Exemplarische Auswahl an Targets**

Experiment	Ion	Teilchenzahl	Schussnummer	Target #	Material
2008-07	Xe	$5,3 \cdot 10^9$	12.380	11-W4-Y	Wolfram (Y)
		$6,7 \cdot 10^9$	13.067	34-Ta-Y	Tantal (Y)
2010-05	U	$1,8 \cdot 10^9$	3.313	14	Tantal (Y)
		$2,7 \cdot 10^9$	4.824	21	Tantal (Y)

---

### 5.2.1 Verlauf der scheinbaren Temperatur

---

Die aufgezeichneten Spannungen der Photodetektoren werden durch Anwendung der Kalibrierung erst in Intensitäten  $L_{\Omega, \lambda_i}^*$  und anschließend in „scheinbare“ Temperaturen umgerechnet. Wegen der Vernachlässigung des Emissionsgrades  $\epsilon$  sind die scheinbaren Temperaturen für die einzelnen Wellenlängen unterschiedlich und in jedem Fall *niedriger* als die physikalische Temperatur des Targets.

---

#### Ergebnis

---

In Abbildung 5.1 ist für Schuss 3.313 ein sehr deutlicher Anstieg der Temperatur des Festkörpers während der Interaktion mit dem Ionenstrahl zu erkennen. Nach 600 ns tritt der etwa 200 ns andauernde Schmelzprozess ein. Die verbleibenden 200 ns des Ionenstrahls erhöhen die Temperatur des geschmolzenen Targetmaterials.

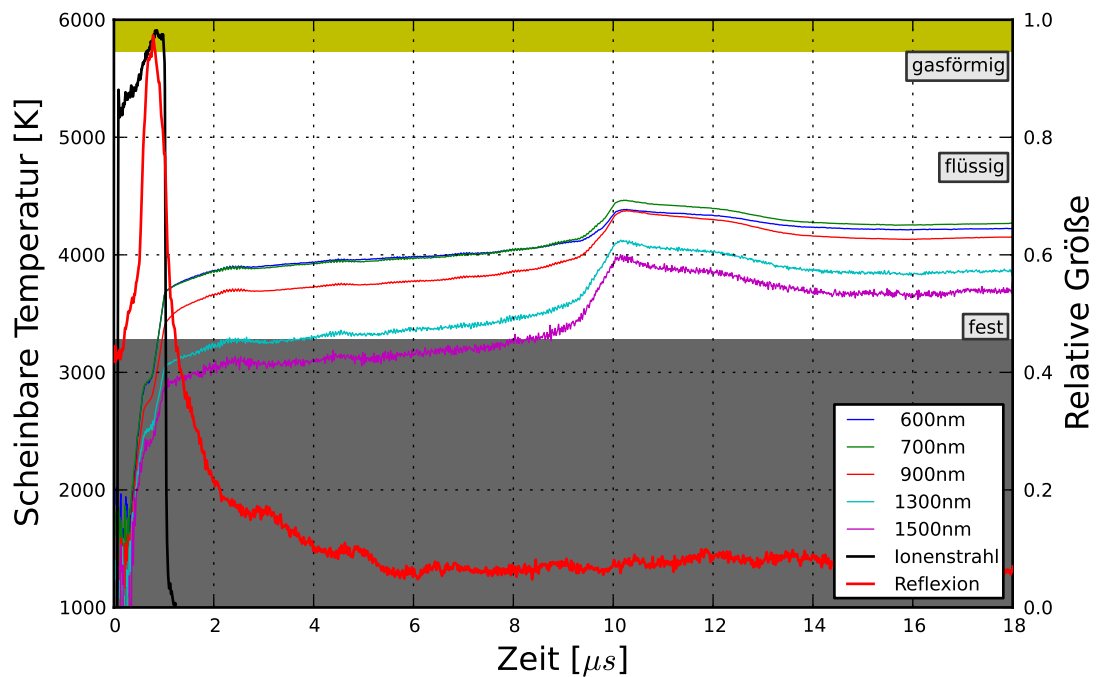
Nach der Wechselwirkung mit dem Ionenstrahl bleibt die scheinbare Temperatur bei diesem Target für etwa 8  $\mu$ s nahezu konstant. Anschließend steigt sie sprunghaft um etwa 800 K an. Dieser Effekt ist bei einigen, jedoch nicht bei allen Targets zu beobachten.

---

#### Diskussion

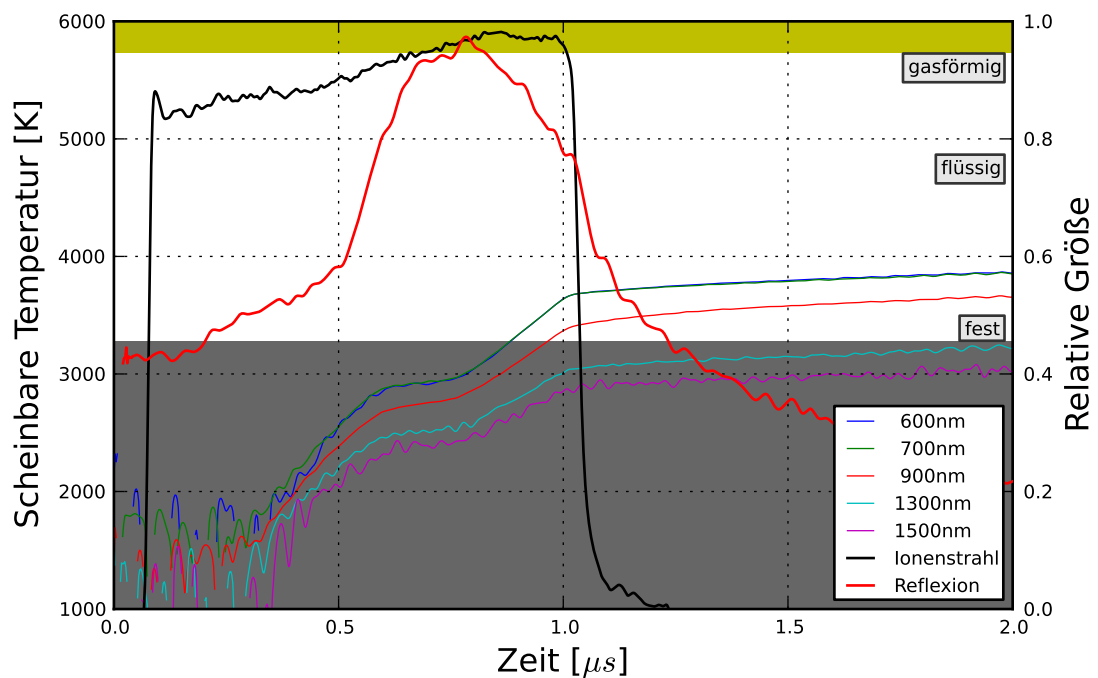
---

Der Verlauf der scheinbaren Temperatur dient der qualitativen Interpretation der Daten. Es können der Zeitpunkt und die Dauer des Schmelzvorgangs gut erkannt werden. Die physikalische Temperatur lässt sich jedoch nicht direkt ablesen.



S331-2010-05 #03313.2

(a) Übersicht



S331-2010-05 #03313.2

(b) Detailansicht während der Interaktion mit dem Ionenstrahl

### Abbildung 5.1.: Der Verlauf der scheinbaren Temperatur für Schuss 3.313:

Der Schmelzprozess ist in der vergrößerten Ansicht als Plateau konstanter Temperatur auf allen Wellenlängen eindeutig zu erkennen.

Der sprunghafte Anstieg der Temperatur nach einigen  $\mu$ s bei diesem Target erklärt sich durch das Auftreffen von Targetmaterial auf das Glasplättchen, welches die Pyrometer-Optik schützt. Die Interpretation des Zahlenwertes ist jedoch nicht trivial. Die leuchtende Schicht des Target-



---

materials, die sich auf dem Glasplättchen bildet, ist nicht mehr im Fokus der Pyrometeroptik. Damit verliert die absolute Kalibrierung ihre Gültigkeit. In diesem Fall ist die Form des Spektrums ausschlaggebend, und nicht die absolute gemessene Intensität. Auf diesen Effekt wird im Abschnitt 5.4.1 ab Seite 80 eingegangen.

Anhand der Flugzeit kann für das Material dieses Targets eine grobe Abschätzung der mittleren Geschwindigkeit durchgeführt werden. Für eine systematische Auswertung ist die genaue Position des unter einem Winkel aufgeklebten Glasplättchens nicht genau genug bekannt. Dennoch stimmen die Werte qualitativ mit Schattenwurfmessungen aus früheren Experimenten überein:

$$\bar{v} \approx \frac{4 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{8 \cdot 10^{-6} \text{ s}} = 500 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

---

### Fehlerabschätzung

---

Der Einfluss von Rauschen und Messfehlern während der Kalibrierung und der Experimente auf die Temperaturberechnung ist wegen Gleichung 2.17 nicht linear, sondern ist ebenfalls von der Temperatur  $T$  und Wellenlänge  $\lambda$  abhängig. Das Rauschen der Elektronik ist unabhängig von der Signalstärke und wirkt sich bei niedrigen Temperaturen stärker aus. In Abbildung 5.2(a) sind die Folgen für eine Störamplitude von 0,5 ... 1,5 mV bei typischen Kalibrierkoeffizienten<sup>1</sup> dargestellt.

Der durch das Rauschen verursachte Fehler spielt für die eigentliche Temperaturmessung nur eine untergeordnete Rolle, nicht jedoch für die Kalibrierung, die bei einer Temperatur von  $T_{cal} = 2.667 \text{ K}$  durchgeführt wird. Um den Einfluss des Rauschens auf die Kalibrierkoeffizienten zu reduzieren, wird aus etlichen Messungen der Mittelwert gebildet. Zusätzlich wird der Messbereich der Digitalisierer eingeschränkt, um die Auflösung zu erhöhen.

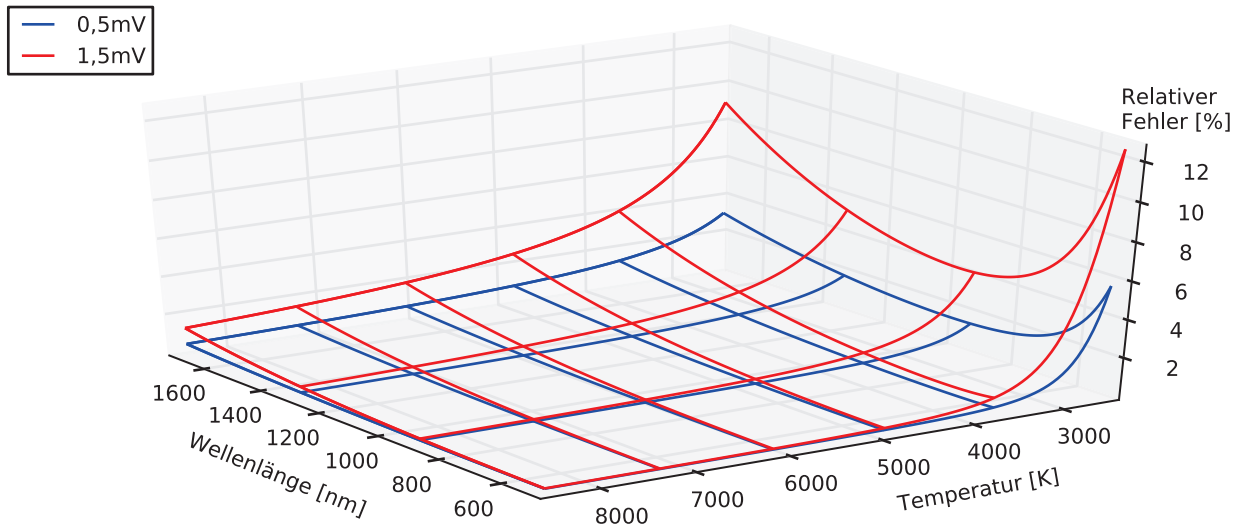
Messfehler während der Kalibrierung oder eine ungenaue Targetpositionierung führen dagegen zu einer konstanten, relativen Abweichung des Messsignals. In Abbildung 5.2(b) sind die berechneten Fehler als Folge einer um 5% und 15% abweichenden Kalibrierung eingezeichnet. Hier stellt sich insbesondere heraus, dass für hohe Temperaturen oder lange Wellenlängen auch der relative Fehler in der Temperaturberechnung ansteigt.

In Abbildung 5.2 sind die obere und untere Grenze aus den Summen der beiden diskutierten Fehlerabschätzungen dargestellt. Für den zu untersuchenden Parameterbereich dieser Arbeit ist der systematische Fehler der Temperaturberechnung für eine angenommene Messunsicherheit von 5% und einer Störamplitude von 0,5 mV im Bereich von 4%.

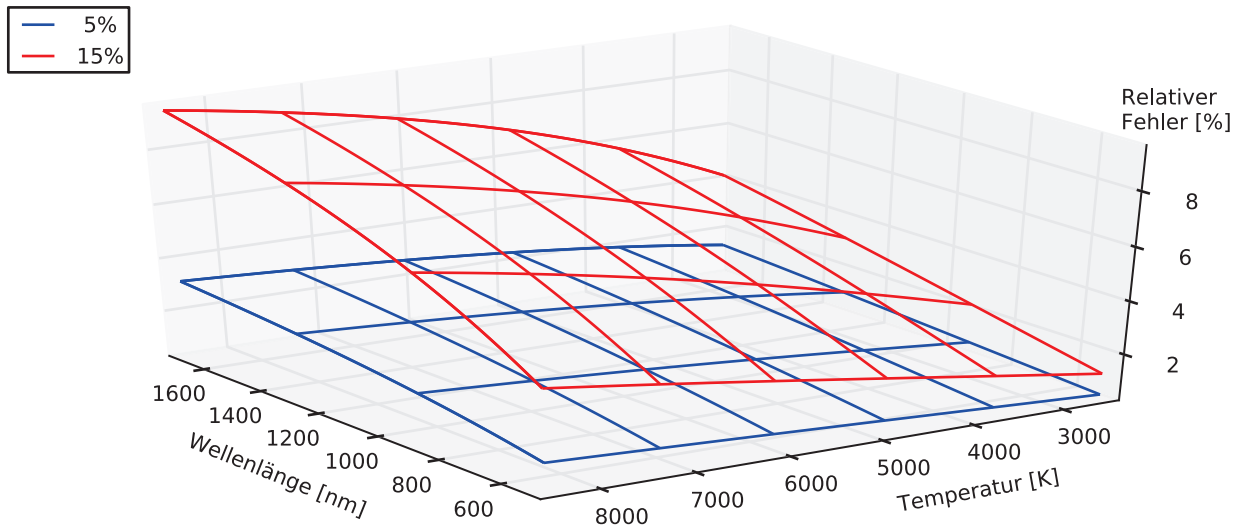
---

<sup>1</sup> Durch unterschiedlichen Kalibrierkoeffizienten für die einzelnen Kanäle sind auch die Fehler unterschiedlich.

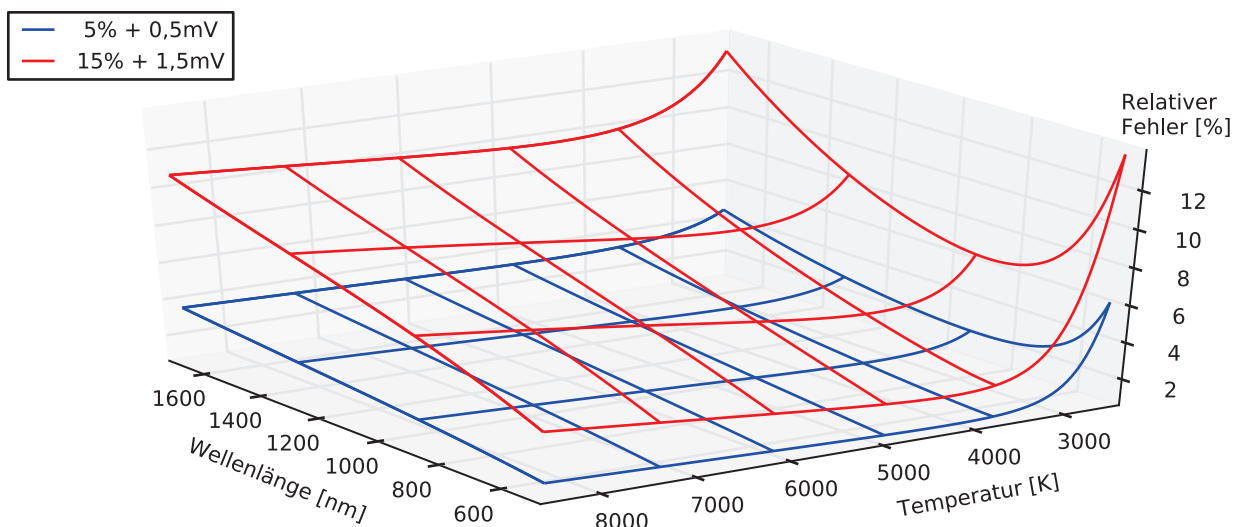




(a) Fehler durch konstantes Rauschen für zwei Rauschpegel.



(b) Relative Fehler für zwei Messungenauigkeiten.



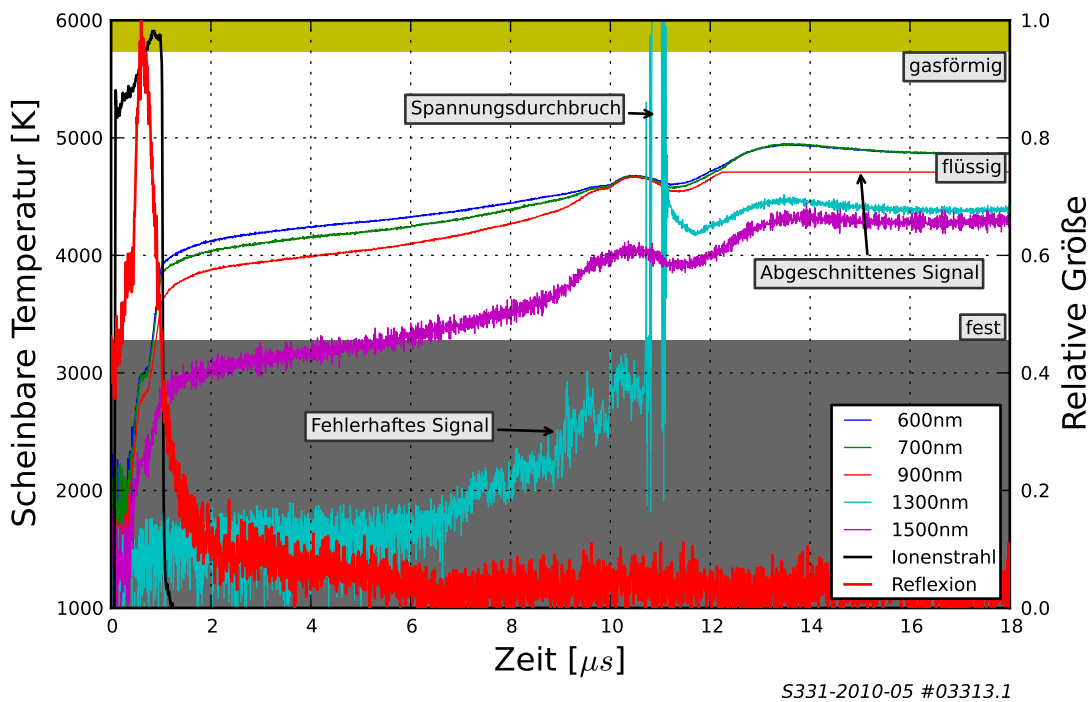
(c) Obere und untere Grenze für die Summe der Fehler aus (a) und (b).

**Abbildung 5.2.:** Auswirkung von Messungenauigkeiten auf die Temperaturberechnung.

Gelegentlich können nicht alle Experimentdaten vollständig ausgewertet werden. In Abbildung 5.3 zeigt der Kanal für 1.300 nm bis  $t \approx 11 \mu\text{s}$  ein fehlerhaftes Signal an. Dieser Kanal hat offensichtlich eine kalte Lötstelle. Sobald die Spannung einen bestimmten Wert übersteigt, bricht das Signal durch.

In der gleichen Abbildung tritt im Kanal für 900 nm nach 12  $\mu$ s zudem eine Übersteuerung des verwendeten Digitalisierers auf. Hier wurde der Messbereich des Digitalisierers zu weit eingeschränkt, um einen kleineren Spannungsabstand auflösen zu können. Dies ist ein typisches Problem der 8 Bit Digitalisierer.

Eine Übersteuerung kann bei der Auswertung automatisch detektiert werden, da ein konstanter Wert ohne Rauschen „gemessen“ wird. Wenn sich das Signal innerhalb eines bestimmten Intervalls – zum Beispiel fünf Messpunkte – nicht ändert, gilt der Bereich als übersteuert. Verfälschte Signale wie etwa durch kalte Lötstellen müssen dagegen vom Experimentator erkannt werden.



**Abbildung 5.3.:** Fehlerhafte Signale können nur teilweise ausgewertet werden.

---

### 5.2.2 Reflexions-Signal

---

Erstmals wurden am HHT-Messplatz direkte Messungen der Reflexion an der Targetoberfläche durchgeführt. Der Aufbau ist im Abschnitt 4.4 ab Seite 50 dargestellt. Die Signalstärke der Photodiode für den Reflexionskanal ist durch den Verzicht auf die Verstärkerstufe mit  $\approx 3 \dots 6 \text{ mV}$  zwar sehr niedrig, das Rauschen hat jedoch eine Amplitude von lediglich  $50 \text{ }\mu\text{V}$ .

---

#### Ergebnis

---

Die Signalstärke des reflektierten Lichtes der Laserdiode steigt in Abbildung 5.1(b) während der Heizphase im festen Zustand von 40% auf 60% des maximalen Signals an, bevor es während des Schmelzens sprunghaft den Maximalwert erreicht. Unmittelbar nach dem Ende des Schmelzprozesses steigt die scheinbare Temperatur weiter an. Gleichzeitig bricht das Signal der Laserdiode ein und sinkt dabei innerhalb von  $1,5 \text{ }\mu\text{s}$  auf unter 20% des Maximalwertes. Während das Signal der thermischen Emission etliche  $\mu\text{s}$  annähernd konstant ist, verschwindet einige wenige  $\mu\text{s}$  nach der Interaktion mit dem Ionenstrahl das Signal der Laserdiode fast vollständig im Rauschen.

---

#### Diskussion

---

Bei der Interpretation der Signale der direkten Reflexion muss beachtet werden, dass die Targets nicht für diese Messung optimiert sind. Die Oberfläche der Targets wird lediglich per Hand poliert. Die dadurch entstehende Rauheit und Riefenbildung wurde bis jetzt nicht näher charakterisiert. Die Targets werden weder einer intensiven chemischen oder elektrochemischen Reinigung unterzogen, noch unter einer Schutzatmosphäre gelagert. Dies hat zur Folge, dass die Oberfläche Verunreinigungen etwa durch Fett und Staub aufweist und sich möglicherweise auch Oxid-, Hydroxid- oder Nitrid-Schichten bilden.

Der Anstieg des Signals vor dem Schmelzen erklärt sich durch die Reinigung der Targetoberfläche. Während des Schmelzprozesses verliert die Targetoberfläche durch die wirkende Oberflächenspannung ihre Rauheit. Das vorher teilweise diffus reflektierte Licht ist dadurch stärker gerichtet. Im weiteren Verlauf krümmt sich die flüssige Oberfläche des Targets durch die Oberflächenspannung und führt zu einer Reduktion des gemessenen Signals. Anschließend beginnt das Targetmaterial – wie schon im Abschnitt 5.2.1 diskutiert – zu expandieren und Tröpfchen zu bilden, und das Licht der Laserdiode wird im „Metallnebel“ diffus gestreut. Die Verschiebung der Oberfläche aus der Fokusebene des Systems hat zusätzlich zur Folge, dass sich das reflektierte Licht nicht mehr im Akzeptanzbereich des Lichtsammelsystems befindet.

---

### 5.2.3 Oszillationen

---

Bei einigen Targets ist wie bei Schuss 4.824 eine Oszillation – dargestellt in in Abbildung 5.6 – auf den Signalen sichtbar. Eine Überlagerung der mit einem Hochpass gefilterten Daten zeigt in Abbildung 5.7(a), dass sämtliche Kanäle einer Baugruppe sowohl in Frequenz als auch in Phase gleich sind. Die Signale zwischen den beiden Baugruppen weisen dagegen eine kleine Verschiebung auf. Dies ist eine Folge der leicht unterschiedlichen Längen der Glasfaserstrecken von der Targetkammer zum Analysator und des daraus resultierenden Laufzeitunterschiedes. Des Weiteren sind die Amplituden auf den Rohsignalen unterschiedlich für die einzelnen Kanäle. Andere Kanäle – wie die gleichzeitig vom Digitalisierer aufgezeichneten Signale der Strahlstromtransformatoren – weisen keinerlei Störungen dieser Art auf. Dies schließt eine rein elektrische Störung – zum Beispiel im Signalweg zwischen den Verstärkern und dem Digitalisierer oder in der Spannungsversorgung – weitestgehend aus.

---

### Ergebnis

---

Die Fourier Analyse (FFT) der Oszillation über einen mehrere  $\mu\text{s}$  langen ausgewählten Bereich des Signals für dieses Target liefert eine dominante Frequenz von  $13,25 \pm 0,32 \text{ MHz}$ . Die Breite eines Frequenzschrittes ist durch die Zahl der verwendeten Datenpunkte und die Abtastrate definiert. Das Spektrum aller Wellenlängen ist in Abbildung 5.7(b) dargestellt.

Die Oszillationen sind bei einigen Targets sichtbar. Es lässt sich dabei jedoch kein Zusammenhang zwischen Targetmaterial, Anzahl der Teilchen im Ionenstrahl oder Atmosphäre beziehungsweise Vakuum in der Targetkammer finden. Somit lassen sich die Oszillationen auch nicht gezielt erzwingen oder unterdrücken. Die Oszillationen treten jedoch nur bei den Targets in der Y-Geometrie auf. Falls die Oszillation zu beobachten ist, liegt die Frequenz jedoch stets im Bereich  $12 \dots 15 \text{ MHz}$  und die Amplitude bei  $\approx 20 \text{ K}$ .

Das im Abschnitt 5.4.1 ab Seite 80 erklärte Graukörpermodell zur Ermittlung der Emissivität ergibt – auf dieses Experiment angewendet – eine annähernd konstante Temperatur, dargestellt in Abbildung 5.8. Die berechnete Emissivität weist eine Oszillation mit der gleichen Frequenz und Phase wie die scheinbaren Temperaturen auf. Abbildung 5.9(a) entspricht Abbildung 5.7(a), zusätzlich ist die mit einem Hochpass gefilterte graue Emissivität eingezeichnet. Die Korrelation zwischen scheinbarer Temperatur und der grauen Emissivität ist sehr stark ausgeprägt. Die Signale der grauen Temperaturen weisen hingegen eine schwache Korrelation in Frequenz oder Phasen mit der Emissivität auf, siehe auch Abbildung 5.8 und 5.9(b).

Aus der Oszillation der grauen Emissivität kann geschlossen werden, dass sich nicht die Temperatur, sondern die Intensität des von der Sammeloptik erfassten Lichtes ändert. Die Grundfrequenz der Stabschwingung des Targets ist mit  $\approx 13\text{ kHz}$  um drei Größenordnungen zu niedrig und scheidet somit als Quelle aus. Eine mögliche Erklärung ist dagegen eine longitudinale Schallwelle, die im Targetmaterial zwischen den Oberflächen hin- und herläuft. Durch die Krümmung der Oberfläche während der Reflexion der Schallwelle ändert sich die Abstrahlcharakteristik ständig zwischen stärker gebündelt und weiter gestreut, was zu der beobachteten Intensitätsschwankung führt.

Als Ursache für die Oszillationen kommt eine leichte Fehlpositionierung des Targets in Betracht. Während das Target in Abbildung 5.4(a) mittig zum Ionenstrahl ausgerichtet erscheint, zeigt eine genauere Analyse in Abbildung 5.5, dass das Target um  $\approx 20\mu\text{m}$  nach rechts von der Referenz-Position verschoben ist. Dadurch wird das Target nicht homogen geheizt, wie man in den beiden Aufnahmen in Abbildung 5.4(b) und 5.4(c) erkennt. Als Folge daraus expandiert das Target stärker auf der linken Seite. Zusätzlich wird es durch den Rückstoß um einige  $10\mu\text{m}$  nach rechts verschoben, was durch den sichtbaren „Halo“ aus leuchtendem Targetmaterial zu erkennen ist. Wie in Abbildung 5.4(e) zu sehen ist, kehrt der nicht zerstörte Teil des Targets nach der Interaktion mit dem Ionenstrahl wieder in seine Ausgangslage zurück.

Die Schallgeschwindigkeit  $c_s$  in einem Festkörper errechnet sich mit der Dichte  $\rho$ , dem Elastizitätsmodul  $E$  und der Poissonzahl  $\mu$  nach:

$$c_s = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1 - \mu}{1 - \mu - 2\mu^2}}$$

Für eine Flüssigkeit reduziert sich die Berechnung mit dem Kompressionsmodul  $K$  zu:

$$c_l = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (5.1)$$

Werte für den Kompressionsmodul  $K$ , den Elastizitätsmodul  $E$  und die Poissonzahl  $\mu$  findet man beispielsweise in KÖSTER [1954, S. 334–Tabelle II]. Diese sind – zusammen mit berechneten Werten für die Schallgeschwindigkeit  $c_s$  im Festkörper sowie  $c_l$  in der Flüssigphase und den daraus abgeleiteten Werten für die Periodendauer  $\Delta t$  und Frequenz  $\nu$  – in Tabelle 5.2 dargestellt. Ein Vergleich der Schallgeschwindigkeiten  $c_s$  im Festkörper mit Angaben des Herstellers PLANSEE SE [2009a, b] zeigt dabei eine gute Übereinstimmung.

Die Periodendauer  $\Delta t$  und Frequenz  $\nu$  für die Schallwelle in der Flüssigphase wurde mit der Strecke  $l$  als die zweifache Targetdicke  $d$  mit  $l = 2 \cdot d = 2 \cdot 100\mu\text{m}$  berechnet. Die Frequenz

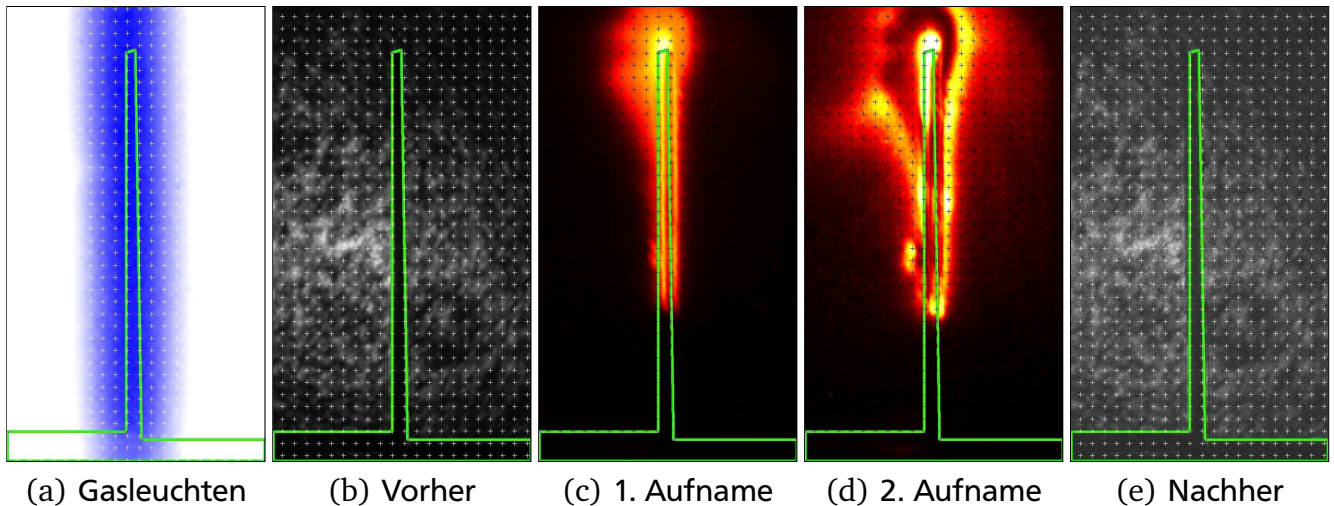
**Tabelle 5.2.:** Berechnete Schallgeschwindigkeit im Targetmaterial in der Flüssigphase, ermittelt aus dem Kompressionsmodul im Festkörper nach KÖSTER [1954, S. 334 – Tabelle II] sowie die resultierende Periodendauer  $\Delta t$  für ein  $d = 100 \mu\text{m}$  dickes Target. Zum Vergleich Angaben des Herstellers PLANSEE SE [2009a, b].

Größe	Tantal	Wolfram
K [GPa]	210,5	318,6
E [GPa]	178,3	396,0
$\mu$	0,35	0,29
$c_l$ [m/s]	3.561	4.063
$c_s$ [m/s]	4.152	5.185
$\nu$ [MHz]	17,8	20,3
$\Delta t$ [ns]	56,2	49,2
Herstellerangaben		
$c_{s,300K}$ [m/s]	4.100	5.180

ist um 30...50% höher als die gemessenen Werte. Zu beachten ist hierbei, dass die Schallgeschwindigkeit  $c_l$  in der Flüssigphase mit dem Kompressionsmodul  $K$  des Festkörpers unter Normalbedingungen ohne weitere Annahmen oder Einschränkungen berechnet wurde. Messungen an flüssigem Tantal [HIXSON *et al.* 1986a] zeigen einen linearen Zusammenhang zwischen der Dichte  $\rho$  und Schallgeschwindigkeit  $c_l$ , welche bei Festkörperdichte  $c_l = 3.860 \text{ ms}^{-1}$  liefert und somit 8% über dem berechneten Wert liegt. Die lineare Abhängigkeit – die in dynamischen Experimenten auch für andere Materialien gefunden wurde [HIXSON *et al.* 1986b; HIXSON u. WINKLER 1990] – steht zunächst im Widerspruch mit Gleichung 5.1. Dieser Effekt kann mit der Annahme erklärt werden, dass sich der Kompressionsmodul bei einer Dichteänderung durch Expansion in alle drei Raumrichtungen wie  $K(\rho) \propto K_0 \cdot (\rho/\rho_0)^3$  verhält.

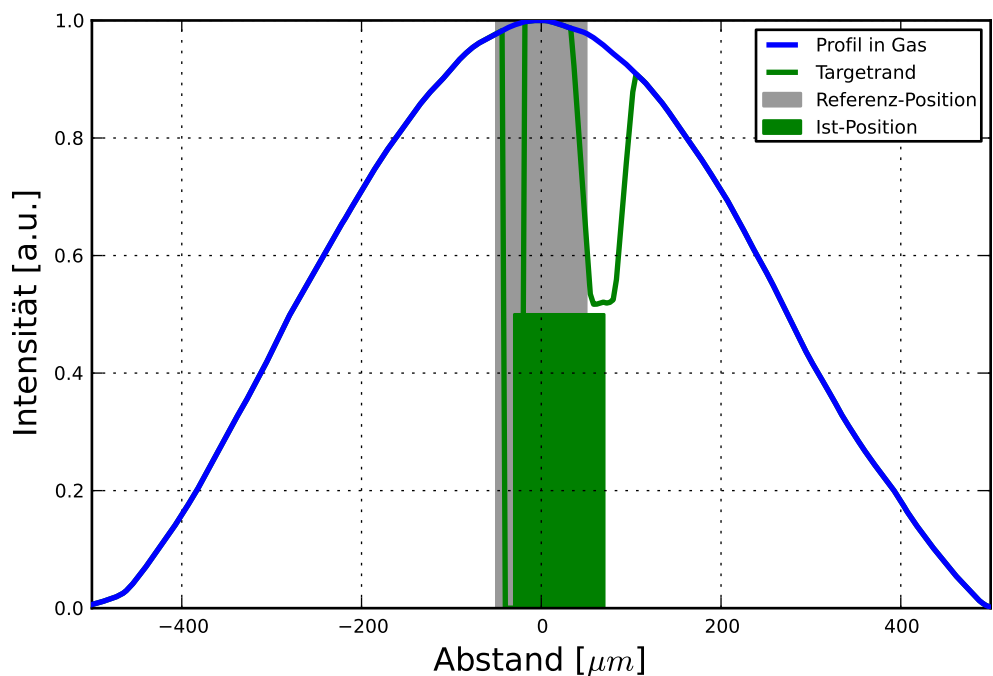
Die vorangegangenen Überlegungen implizieren stets, dass das Target während der Beobachtung der Oszillationen unverändert ist. Das Target reagiert jedoch auf das Heizen durch den Ionenstrahl mit Expansion. Die steigende Laufzeit durch das vergrößerte Volumen bei gleichzeitig reduzierter Schallgeschwindigkeit stehen dabei im Gegensatz zu einer Oszillation mit konstanter Frequenz über einige  $\mu\text{s}$ . Wie man in Abbildung 5.4(d) erkennen kann, löst sich bei diesem Experiment etwa in der Mitte des Targets eine Schicht, die sich auf die Sammeloptik zubewegt. Es ist möglich, dass diese Schicht durch die Ablation zur Schwingung angeregt wird. Allerdings kann die Abmessung der abgelösten Targetschicht mit der Kamera nicht genau ermittelt werden, da keine scharfen Ränder zu sehen sind. Eine Korrelation zwischen Ausdehnung und Oszillationsfrequenz, mit der man auf die Dichte oder die Kompressibilität des Targetmaterials schließen könnte, ist nicht möglich. Der Einsatz einer Schmierbildkamera kann hier nur bedingt helfen, da diese lediglich eine Raumdimension abbildet.





**Abbildung 5.4.:** Historie des untersuchten Targets:

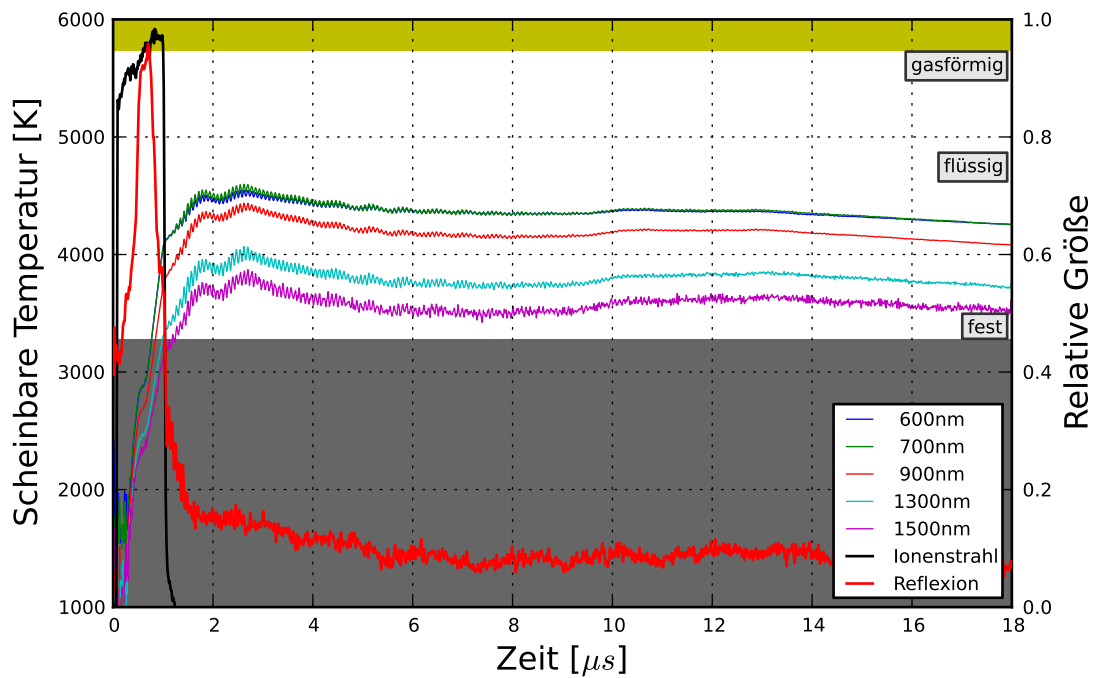
Das Gasleuchtens (a) definiert die Soll-Position, an die das Target ausgerichtet wird (b). Zwei Aufnahmen (c) und (d) mit jeweils 60 ns Belichtungszeit und einem zeitlichen Abstand von 800 ns nehmen die thermische Selbstemission auf (Falschfarbendarstellung). Nach der Interaktion mit dem Ionenstrahl wird ein Bild zum Vergleich der Targetposition aufgenommen (e). Die grüne Umrandung entspricht der Position des Targets vor dem Experiment (b). Das Raster hat eine Netzweite von 100  $\mu\text{m}$ .



S331-2010-05 #04824

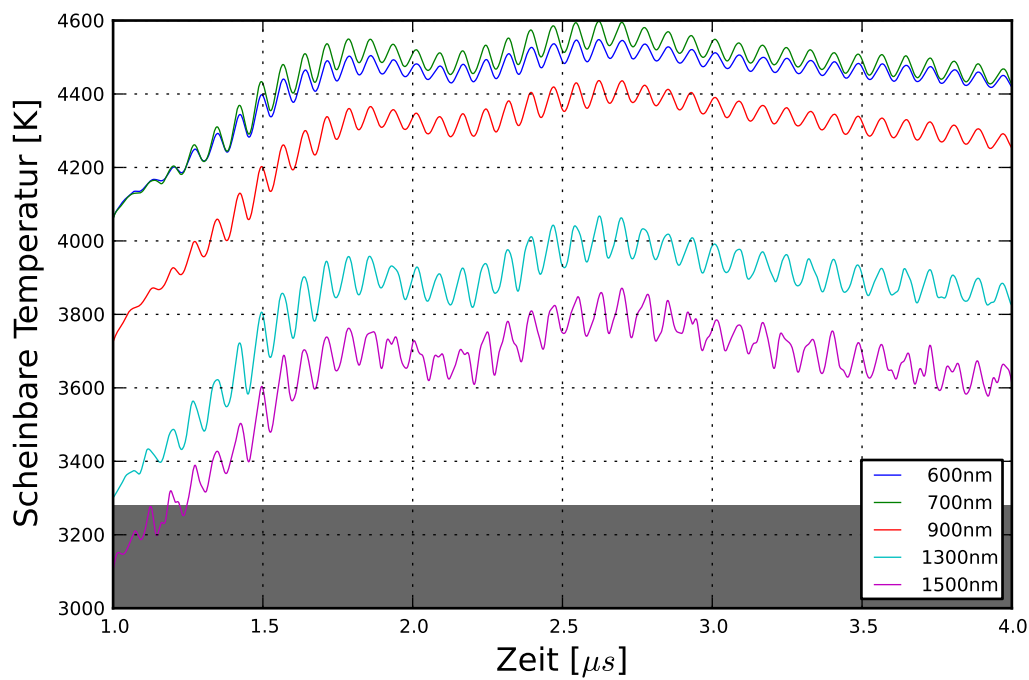
**Abbildung 5.5.:** Targetausrichtung:

Anhand des Profils aus Abbildung 5.4(a) kann das Maximum des Strahlprofils ermittelt werden. Grau eingezeichnet die Referenz-Position eines 100  $\mu\text{m}$  breiten Targets und grün die tatsächliche Position für das verwendete Target. Die Abweichung beträgt  $\approx 20 \mu\text{m}$ .



S331-2010-05 #04824.2

(a) Übersicht über den Temperaturverlauf.

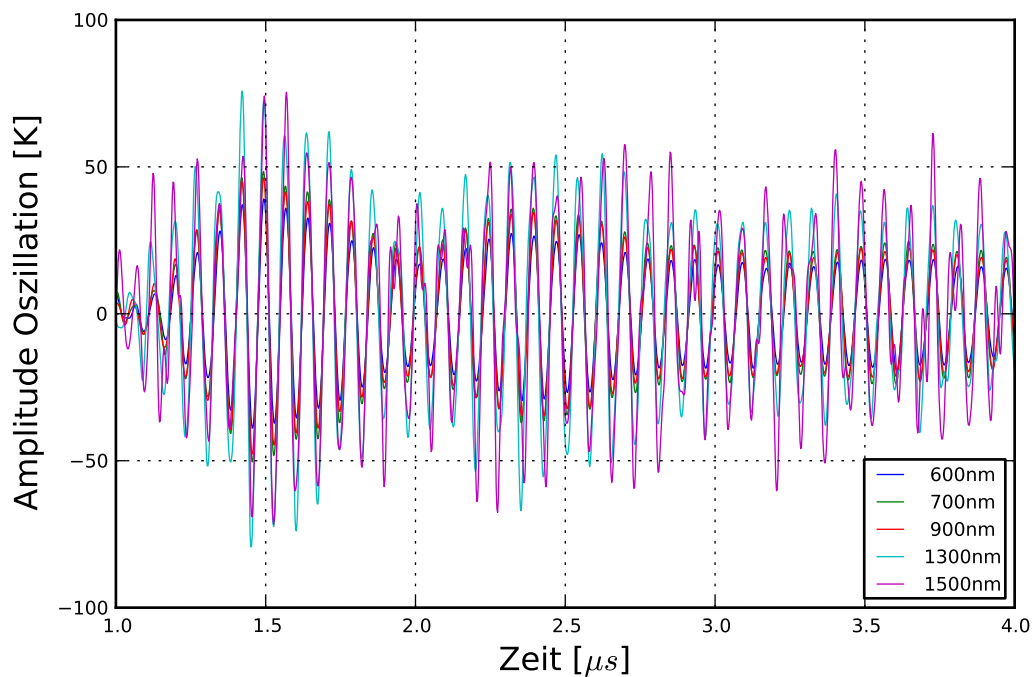


S331-2010-05 #04824.2

(b) Detailansicht kurz nach der Interaktion mit dem Ionenstrahl.

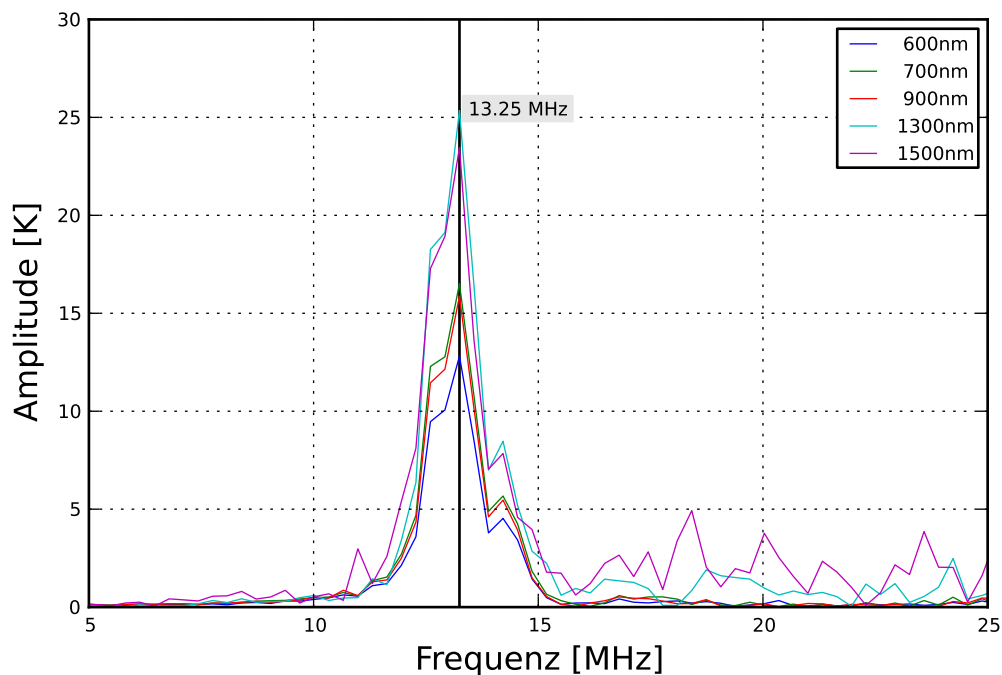
**Abbildung 5.6.:** Die scheinbare Temperatur weist nach der Interaktion mit dem Ionenstrahl für einige  $\mu$ s eine deutliche Oszillation auf.





S331-2010-05 #04824.2

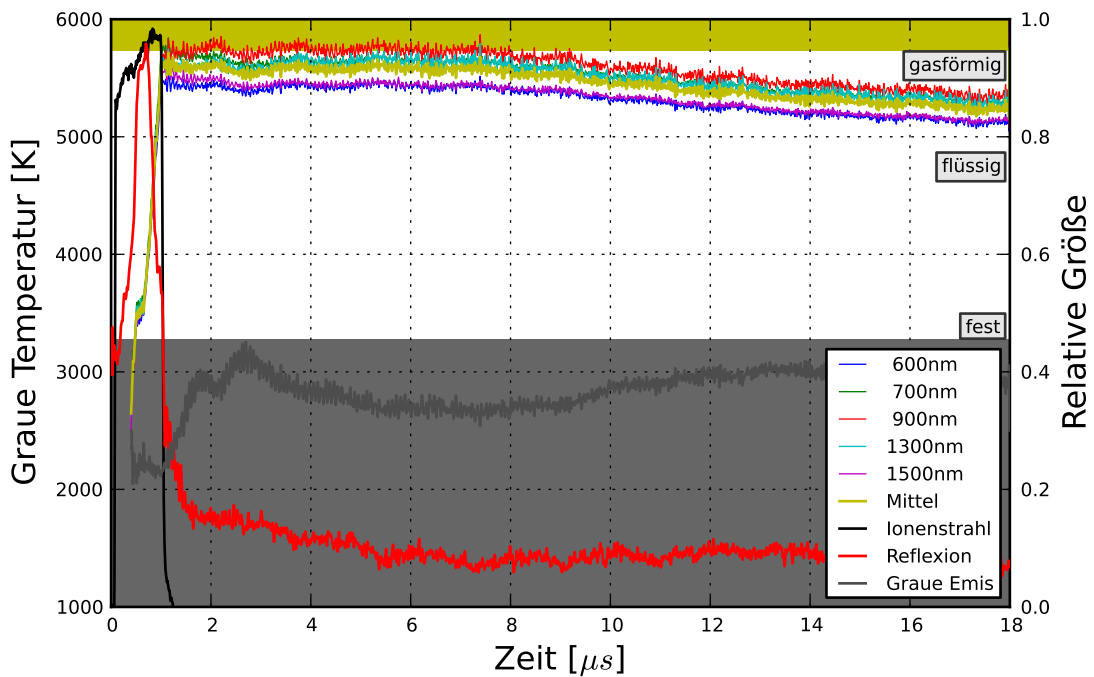
(a) Überlagerung der scheinbaren Temperaturen der einzelnen Kanäle nach Anwendung eines Hochpassfilters. Sämtliche Signale weisen den gleichen Verlauf auf.



S331-2010-05 #04824.2

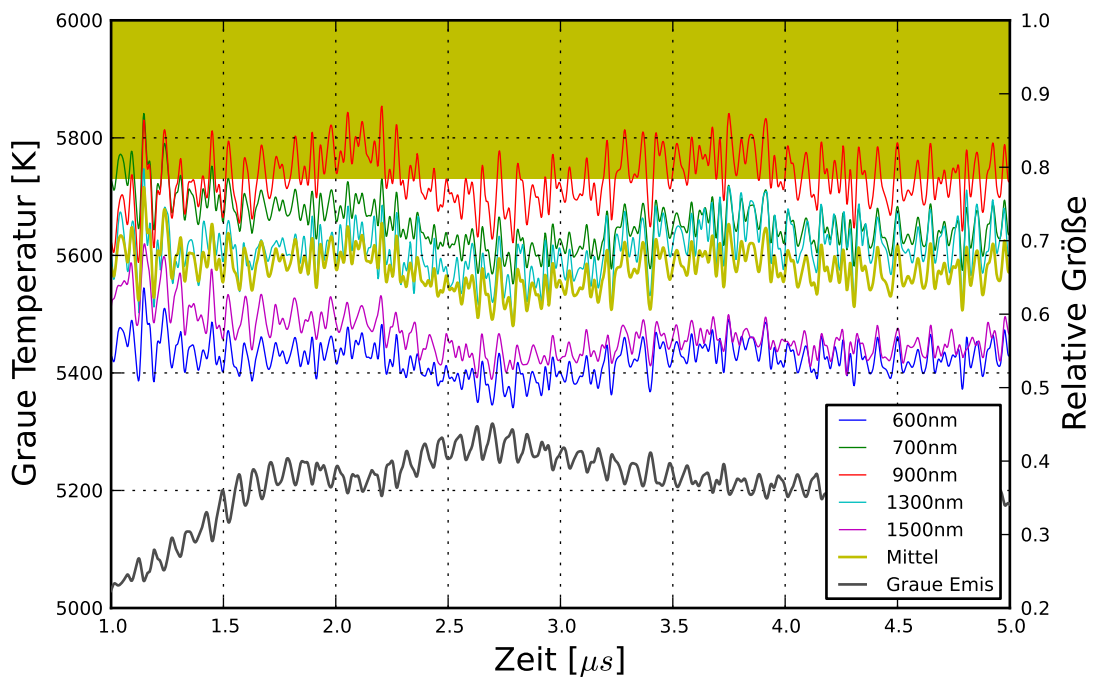
(b) Frequenzspektrum der Oszillation der scheinbaren Temperaturen

**Abbildung 5.7.:** Analyse der Oszillationen der scheinbaren Temperatur durch Anwendung eines Hochpassfilters und anschließender Fourier-Transformation (FFT). Es ist eine dominante Frequenz von 13,25 MHz zu erkennen. Weitere Frequenzanteile verursachen eine Schwebung.



S331-2010-05 #04824.2

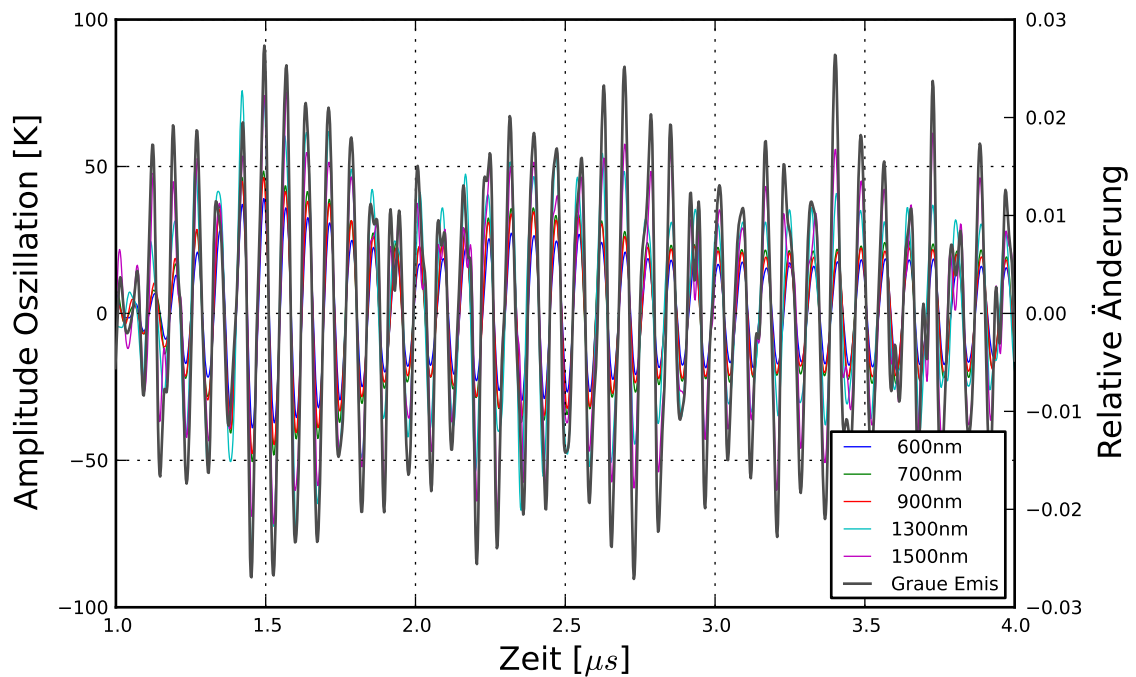
(a) Übersicht über den Temperaturverlauf.



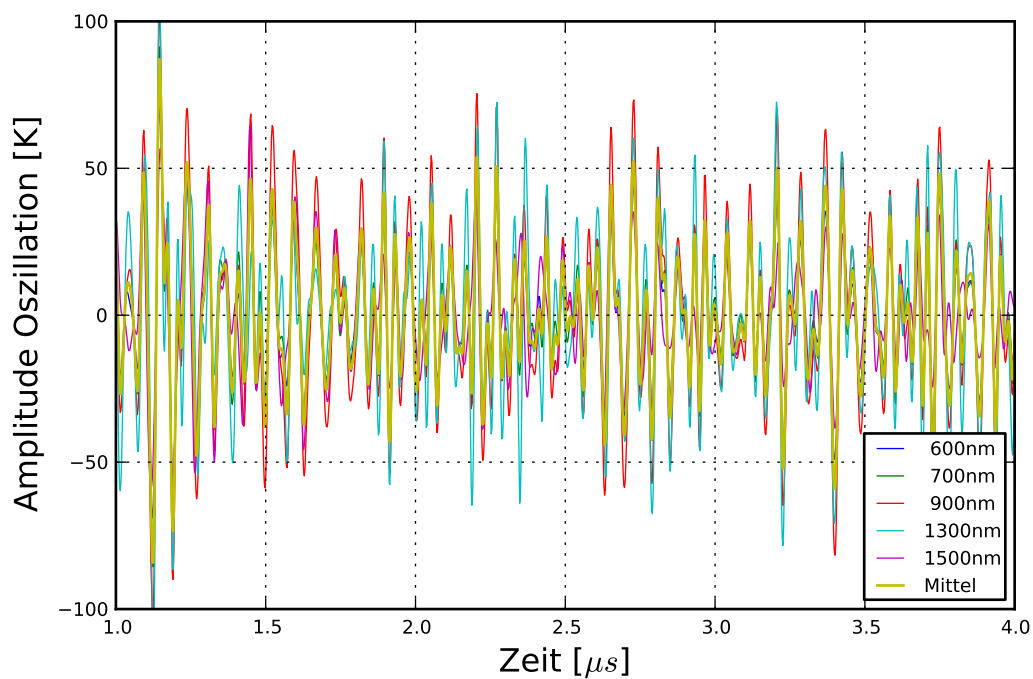
S331-2010-05 #04824.2

(b) Detailansicht kurz nach der Interaktion mit dem Ionenstrahl.

**Abbildung 5.8.:** Nach Anwendung des Graukörpermodells ist die Oszillation auf den Temperatursignalen nicht mehr so stark ausgeprägt. Die graue Emissivität weist hingegen eine Oszillation auf.



(a) Oszillation der *scheinbaren* Temperatur zusammen mit der grauen Emissivität.



(b) Oszillation der *grauen* und *mittleren* Temperatur.

**Abbildung 5.9.:** Vergleich der Temperatursignale nach Anwendung des Hochpassfilters für die scheinbare und die graue Temperatur. Zum Vergleich ist die graue Emissivität zusammen mit der scheinbaren Temperatur dargestellt. Die graue Emissivität weist eine Oszillation mit der gleichen Frequenz und Phase auf wie die graue Temperatur.

---

## 5.3 Verwendung von Literaturwerten

---

Für viele Materialien sind Literaturangaben – zum Beispiel bei LIDE [2005] und BEDFORD *et al.* [1996] – mit hoher Genauigkeit verfügbar. Diese können zur Interpretation der experimentellen Daten herangezogen werden. Ein Auszug wichtiger Größen wie die Schmelztemperatur für die hier untersuchten Materialien ist in Tabelle A.1 auf Seite 93 gegeben.

---

### 5.3.1 Schmelztemperatur und effektive Emissivität

---

Bei eindeutiger Identifizierung eines Schmelzplateaus wie in Abbildung 5.1(b) kann die Temperatur am Ende des Schmelzprozesses mit dem Literaturwert gleichgesetzt und eine *effektive* Emissivität  $\epsilon_\lambda$  für die einzelnen Wellenlängen  $\lambda$  berechnet werden. Mit dieser *in situ* Kalibrierung werden neben physikalischen Materialeigenschaften auch apparative Korrekturen und Fehler berücksichtigt. Eine Abhängigkeit der Emissivität von der Wellenlänge ist bei diesem Verfahren ebenfalls enthalten, so lange diese nicht zusätzlich von der Temperatur abhängt.

Diese Methode ist auch für dynamische Experimente legitim, da die Druckabhängigkeit des Schmelzpunktes nur sehr schwach ausgeprägt ist. Für Wolfram wird von MUSELLA *et al.* [1999] bei einem Druck von 2 kbar eine Erhöhung der Schmelztemperatur von 15 K berichtet.

---

### Ergebnis

---

Mit dieser Methode wurden 17 Targets aus Tantal und 20 Targets aus Wolfram, die während der Strahlzeit im Mai 2008 (siehe Tabelle 5.1) untersucht wurden, analysiert. Der nach dieser Methode berechnete Temperaturverlauf ist stellvertretend in Abbildung 5.11(a) für Tantal und in Abbildung 5.12(a) für Wolfram an zwei ausgewählten Targets zu sehen. Die ermittelten effektiven Emissivitätswerte für alle untersuchten Targets sind in Tabelle 5.3 sowie in Abbildung 5.10 zusammengefasst.

---

### Diskussion

---

Zunächst fällt auf, dass sich einzelne Kanäle aus den zwei Baugruppen des spektralen Analysators bei der gleichen Wellenlänge systematisch unterscheiden. Hier liegt offensichtlich ein konstruktiver Mangel im Aufbau oder ein Fehler während der Kalibrierung vor. Dennoch ist ein Trend hin zu niedrigeren Emissivitätswerten für lange Wellenlängen zu erkennen. Des Weiteren weist Tantal bei allen Wellenlängen eine höhere Emissivität als Wolfram auf. Und obwohl die Schmelztemperatur von Wolfram über der von Tantal liegt, ist die Streuung der Ergebnisse bei Wolfram um den Faktor zwei stärker ausgeprägt als bei Tantal.

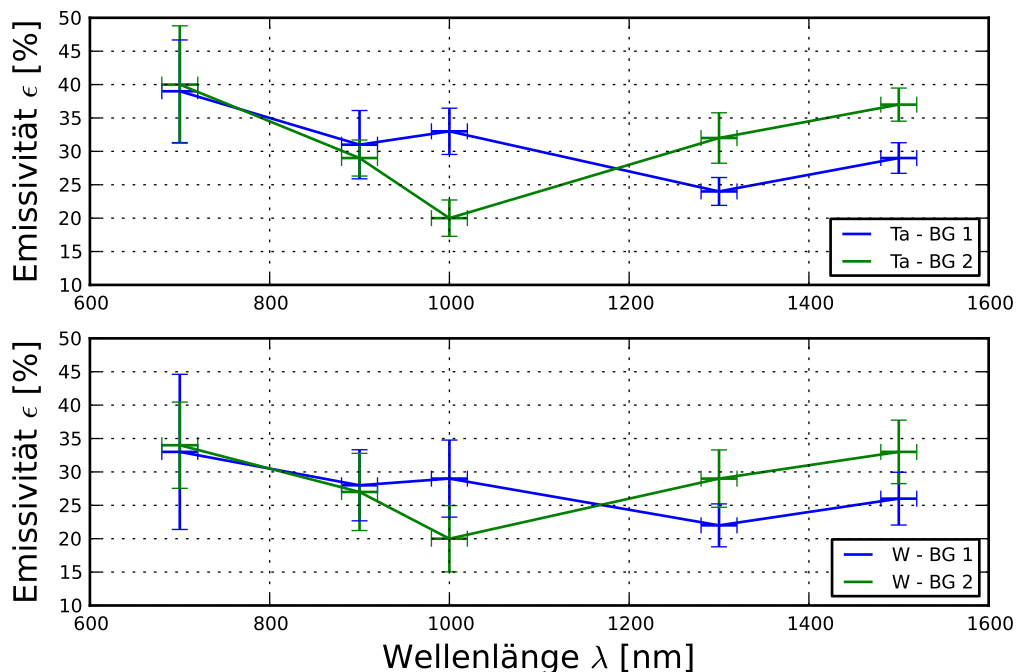
Der Vergleich der Temperaturen bei den verschiedenen Wellenlängen eines Targets am Ende der Interaktion mit dem Ionenstrahl zeigt, dass die Standardabweichung zum Mittelwert lediglich 4% beträgt. Dies liegt im Bereich des zu erwartenden Fehlers, wie bereits in Abschnitt 5.2.1 diskutiert wurde. Daraus folgt, dass eine Abhängigkeit der Emissivität von der Temperatur nur schwach ausgeprägt ist. Dies wird bei der Diskussion der linearen Emissionsmodelle im Abschnitt 5.4.2 ab Seite 83 näher untersucht.

**Tabelle 5.3.:** Effektive Emissivität  $\bar{\epsilon}_\lambda$  und Streuung  $\sigma$  der beiden Baugruppen (BG) für Tantal (a) und Wolfram (b) am Ende des Schmelzprozesses.

(a) Tantal		700 nm	900 nm	1000 nm	1300 nm	1500 nm
BG 1	$\bar{\epsilon}_\lambda$	0,39	0,31	0,33	0,24	0,29
	$\sigma$	19,7%	16,5%	10,5%	8,7%	7,9%
BG 2	$\bar{\epsilon}_\lambda$	0,40	0,29	0,20	0,32	0,37
	$\sigma$	22,0%	9,3%	13,6%	11,8%	6,7%

(b) Wolfram		700 nm	900 nm	1000 nm	1300 nm	1500 nm
BG 1	$\bar{\epsilon}_\lambda$	0,33	0,28	0,29	0,22	0,26
	$\sigma$	35,2%	19,0%	19,9%	14,6%	15,2%
BG 2	$\bar{\epsilon}_\lambda$	0,34	0,27	0,20	0,29	0,33
	$\sigma$	19,0%	21,4%	24,8%	14,8%	14,4%



S331-200807

**Abbildung 5.10.:** Effektive Emissivität der beiden Baugruppen (BG) für Tantal (oben) und Wolfram (unten) am Ende des Schmelzprozesses. Die Fehlerbalken entsprechen der Streuung  $\sigma$ .

---

### 5.3.2 Berechnung der Wärmekapazität

---

Aus zahlreichen Experimenten mit resistiv geheizten Drähten sind Daten zur deponierten, spezifischen Enthalpie über einen weiten Temperaturbereich für Wolfram und Tantal bekannt. Auch die latente Wärme sowie die isobaren Wärmekapazitäten  $c_p$  in der festen und flüssigen Phase lassen sich mit diesen Experimenten ableiten. Einige dieser Werte sind auf Seite 94 in Tabelle A.3 für Tantal und in Tabelle A.4 für Wolfram angegeben.

Die Identifikation des Schmelzprozesses – siehe Abbildung 5.1(b) – erlaubt es, das über den entsprechenden Zeitraum integrierte Signal des schnellen Strahlstromtransformators (FCT) mit der latenten Wärme beziehungsweise der deponierten, spezifischen Enthalpie am Ende des Schmelzprozesses zu assoziieren. Auf diese Weise ist es möglich, den zeitlichen Verlauf des Ionenstrahlstroms in deponierte, spezifische Enthalpie  $h$  zu transformieren. Die Temperatur  $T(h)$  wird dann als Funktion der Enthalpie, und nicht mehr als Funktion der Zeit aufgetragen. Charakteristisch für diese Transformation ist, dass das Ergebnis *nicht* mehr abhängig ist von:

- Targetgeometrie und Targetdicke.
- Teilchenzahl und zeitliches Strahlprofil (Kompression).
- Spezifische oder integrale Energie des Ionenstrahls.
- Strahllage und -fokussierung.
- Ausrichtung des Targets zur Strahlachse.

---

#### Ergebnis

---

Für diese Auswertung wurde die im vorherigen Abschnitt 5.3.1 erläuterte effektive Emissivität zur Berechnung der Temperatur herangezogen. Für zwei ausgesuchte Targets aus Wolfram und Tantal ist in Abbildung 5.11(a) und 5.12(a) die Temperatur  $T(t)$  über die Zeit  $t$  dargestellt. In Abbildung 5.11(b) und 5.12(b) ist für die selben Targets die Temperatur  $T(h)$  über die deponierte spezifische Enthalpie  $h$  aufgetragen.

Durch diese Transformation ist es möglich, die Messpunkte sämtlicher Targets des gleichen Materials aus allen Kanälen (Wellenlängen) und beider Baugruppen in einer einzigen Darstellung zu verdichten, siehe Abbildung 5.13. In Abbildung 5.14 sind die Mittelwerte sowie die Streuung (Standardabweichung) zusammen mit Referenzwerten abgebildet.

Eine lineare Anpassung liefert eine isobare Wärmekapazität von  $c_p = 282 \pm 20 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$  für Tantal respektive  $c_p = 295 \pm 20 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$  für Wolfram.

---

## Fehlerquellen

---

Die Experimente wurden mit der schnellen Extraktion bei konstantem Teilchenstrom durchgeführt, siehe auch Abbildung 3.3(b) auf Seite 25. Speziell bei diesem Modus ist durch die Anstiegsflanke des Kickermagneten für eine Zeit von  $t < 50 \text{ ns}$  die Lage des Ionenstrahls am Interaktionspunkt nicht eindeutig festgelegt. Auch der Beginn und das Ende des Schmelzprozesses werden für jedes Target separat von Hand festgelegt und sind mit einer Unsicherheit von  $\pm 50 \text{ ns}$  behaftet. Gleiches gilt für die Synchronisierung der Temperaturmessung mit dem Signal des schnellen Strahlstromtransformators. Die Ausprägung der Fehler – Festlegung eines Punktes im stetigen Übergang – sind hierbei identisch, die Fehler summieren sich nicht. Es kann daher eine obere Grenze des Fehlers von 10% angegeben werden.

Die stetigen Übergänge während des Schmelzprozesses – wie in Abbildung 5.1(b) zu sehen – erklären sich durch eine nicht vollständig homogene Energiedeposition des Ionenstrahls. Auch wenn der Beobachtungsbereich lediglich  $200 \mu\text{m}$  beträgt, findet immer eine Mittelung der Temperatur über diesen Bereich statt. Insbesondere beim partiellen Einsetzen des Schmelzprozess bleibt die Temperatur konstant, während sie in kühleren Bereichen noch ansteigt.

---

## Diskussion: Wärmekapazität von Tantal

---

Das in dieser Arbeit gefundene Ergebnis für die Wärmekapazitäten von Tantal liegt mit  $282 \pm 20 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$  etwa 10% über dem Mittelwert der Referenzwerte von  $254 \pm 37 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ , siehe Tabelle A.3 auf Seite 94, und somit innerhalb des Fehlerbalkens.

Ein Vergleich des untersuchten Bereiches bis  $h = 1,4 \text{ kJ/g}$  mit den Werten von GATHERS [1983] liefert dennoch eine sehr gute Übereinstimmung. Das ist insofern bemerkenswert, da GATHERS explizit darauf hingweist, dass ein systematischer Fehler in einigen früheren Veröffentlichungen seiner Arbeitsgruppe vorhanden ist. In Abbildung 5.14(a) liegen diese neuen, korrigierten Datenpunkte – mit Gathers1983\_I bezeichnet – sehr dicht am Ergebnis dieser Arbeit.

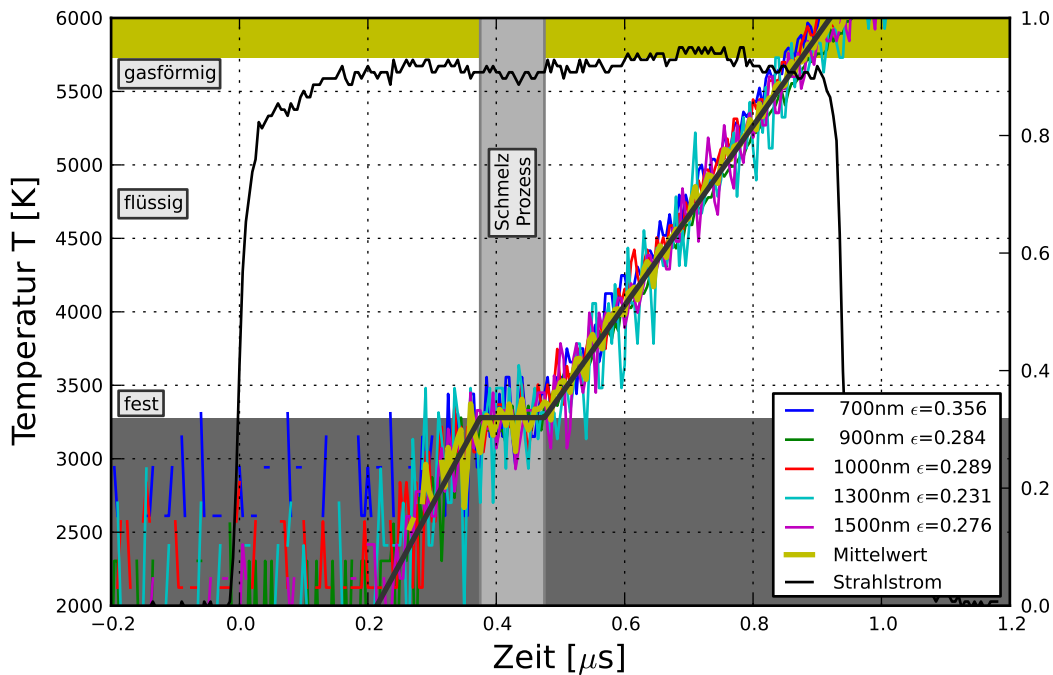
Interessant ist bei Tantal, dass sich die gedachten Geraden der einzelnen Experimente im Referenzpunkt treffen, aber unterschiedliche Steigungen (Wärmekapazitäten) aufweisen.

---

## Diskussion: Wärmekapazität von Wolfram

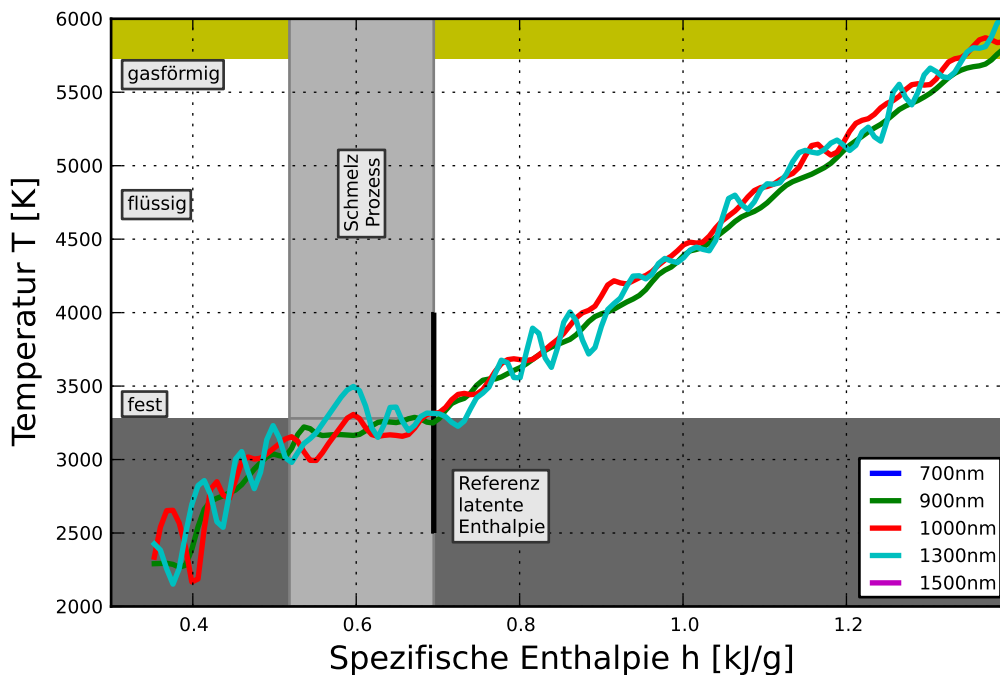
---

Für Wolfram liegen die Ergebnisse dieser Arbeit mit  $295 \pm 20 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$  sehr dicht am mittleren Referenzwert von  $293 \pm 6 \text{ J}/(\text{kg} \cdot \text{K})$ , siehe Tabelle A.4 auf Seite 94. In Abbildung 5.14(b) liegen die Daten von vier der sechs aufgeführten Referenzen in der Flüssigphase sehr dicht am Ergebnis dieser Arbeit. Die zwei abweichenden Linien haben lediglich einen abweichenden Referenzpunkt, die Steigung und somit auch die Wärmekapazität stimmen dagegen gut überein.



S331-2008-07 #13067.1

(a) Temperaturverlauf mit effektiver Emissivität in Abhängigkeit der Zeit.

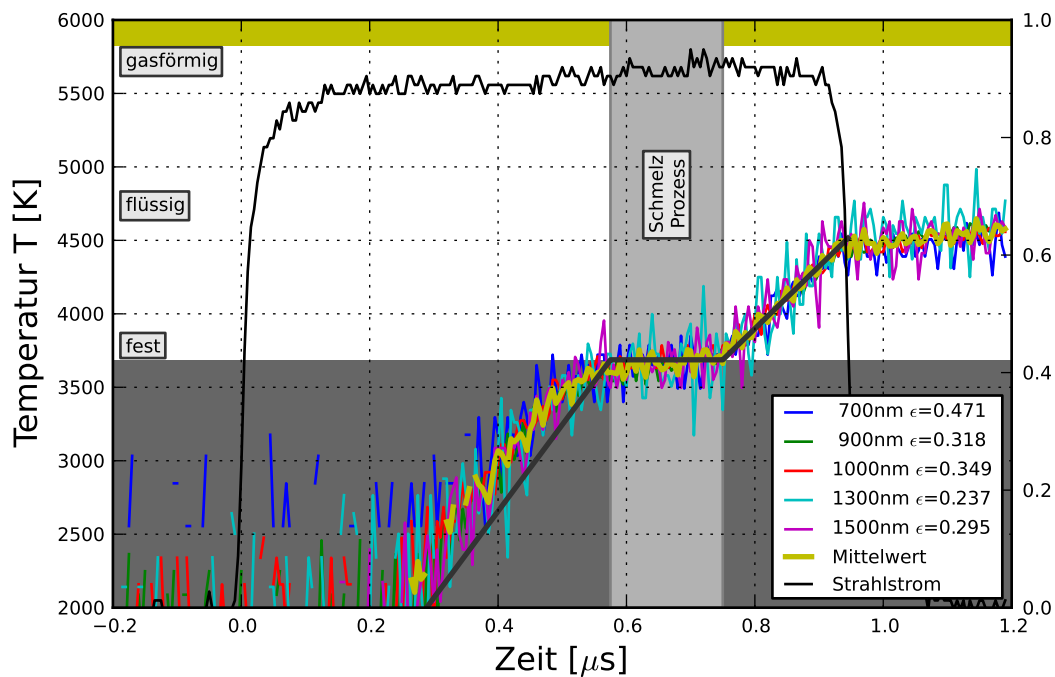


S331-2008-07 #13067.1

(b) Temperaturverlauf in Abhängigkeit der deponierten spezifischen Enthalpie  $h$ .

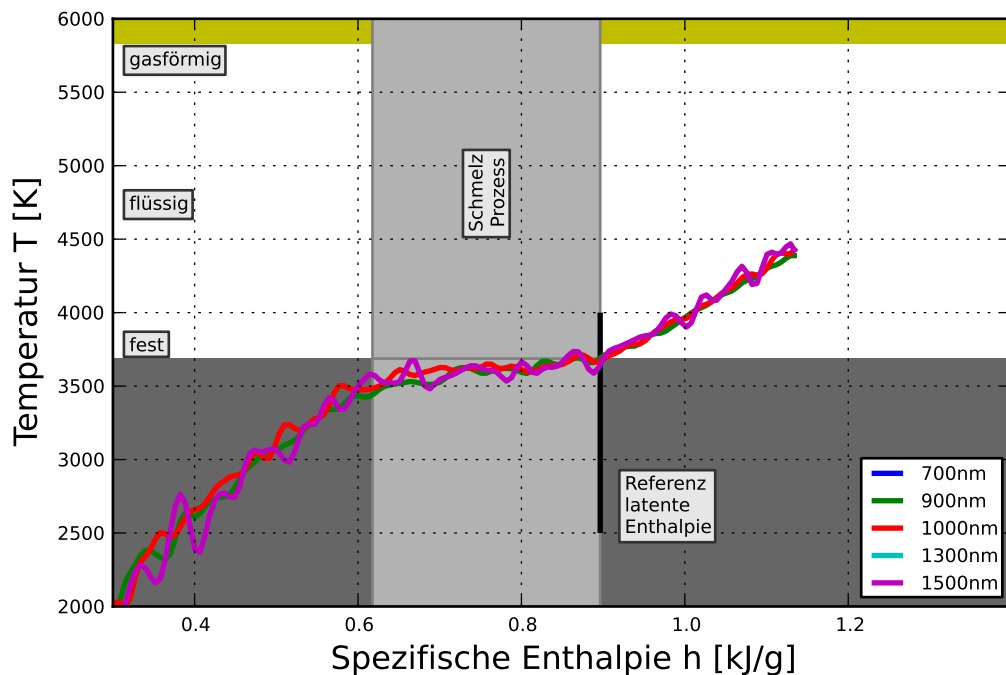
**Abbildung 5.11.:** Transformation von Zeitachse in deponierte spezifische Enthalpie eines ausgesuchten Tantal-Targets anhand von Literaturwerten unter Berücksichtigung des Strahlstroms.





S331-2008-07 #12380.1

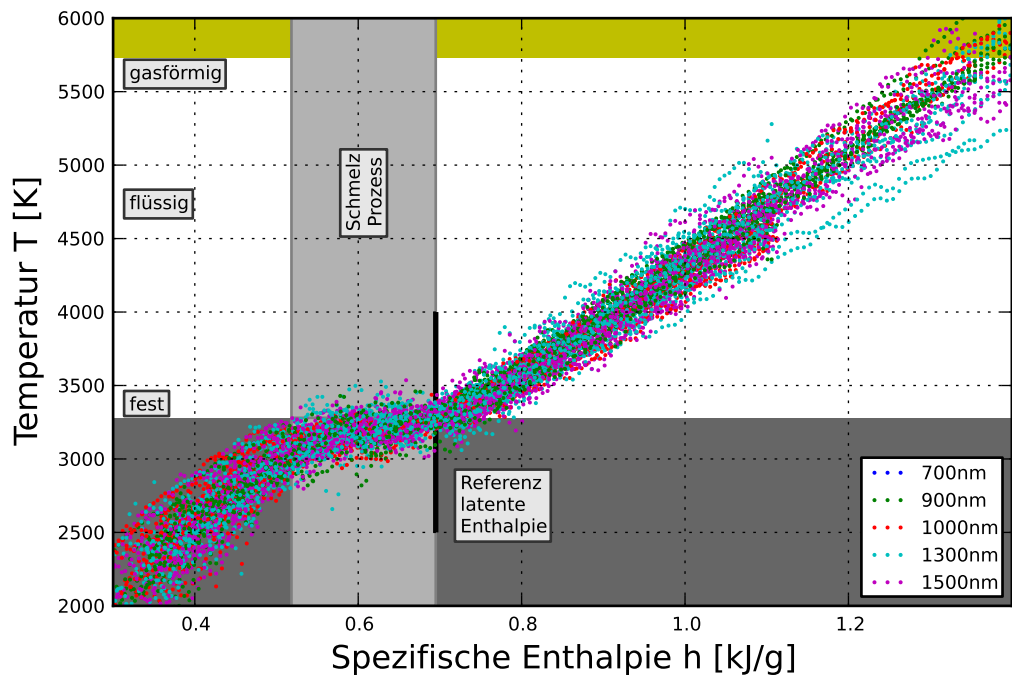
(a) Temperaturverlauf mit effektiver Emissivität in Abhängigkeit der Zeit.



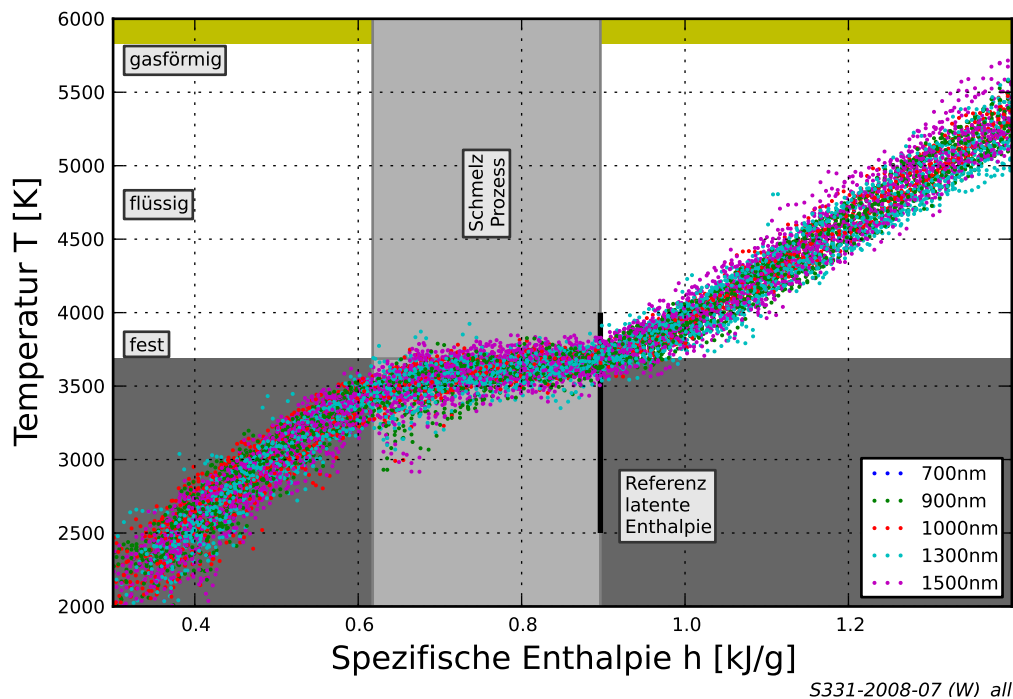
S331-2008-07 #12380.1

(b) Temperaturverlauf in Abhängigkeit der deponierten spezifischen Enthalpie  $h$ .

**Abbildung 5.12.:** Transformation von Zeitachse in deponierte spezifische Enthalpie eines ausgesuchten Wolfram-Targets anhand von Literaturwerten unter Berücksichtigung des Strahlstroms.

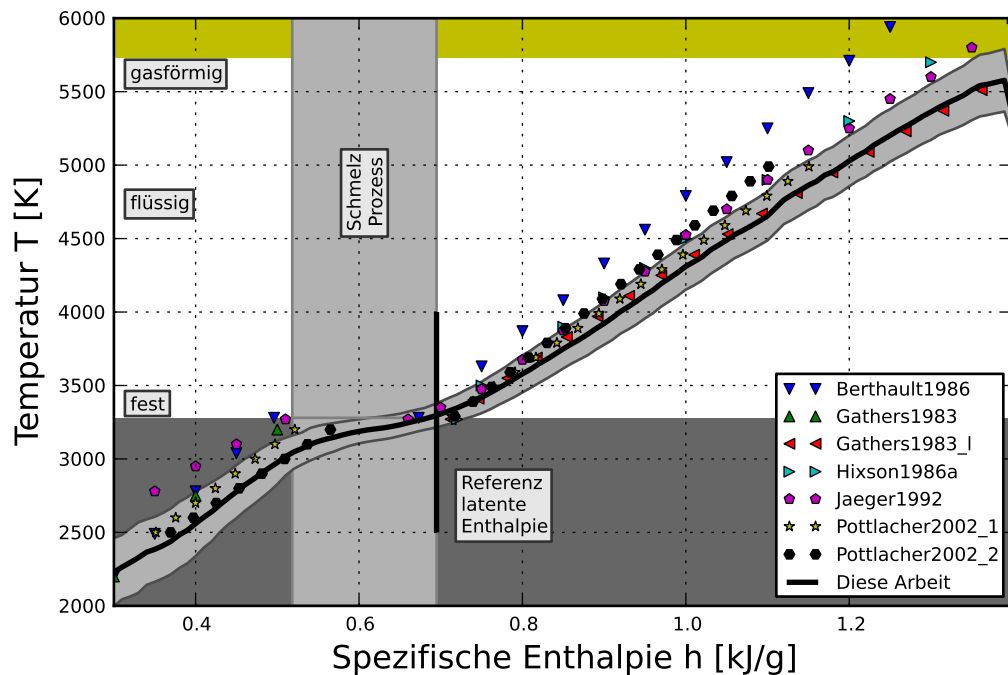


(a) Tantal

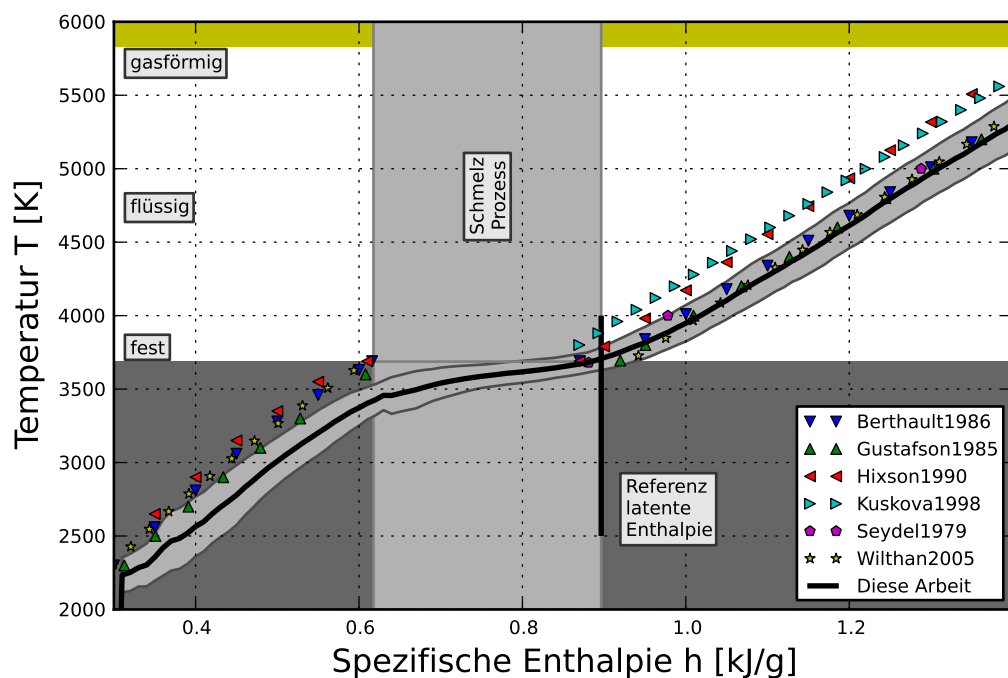


(b) Wolfram

**Abbildung 5.13.:** Enthalpie-Darstellung: Überlagerung sämtlicher ausgewerteter Targets, Kanäle und Baugruppen je Targetmaterial.



(a) Tantal



(b) Wolfram

**Abbildung 5.14.:** Enthalpie-Darstellung: Mittelwertbildung und Streuung (Standardabweichung) im Vergleich zu Literaturangaben.

---

## 5.4 Emissions-Modelle

---

Die scheinbaren Temperaturen werden durch numerische Anpassung (Fit) eines Modells für die Emissivität  $\epsilon$  neu berechnet. Dabei wird die Summe der Differenzquadrate (RMS) der einzelnen errechneten Temperaturen zu einer mittleren Temperatur – die im Idealfall der physikalischen Temperatur entspricht – minimiert. Es ist jedoch nicht von vornherein klar, welches Modell mit welchen Abhängigkeiten die physikalischen Eigenschaften am Besten beschreibt.

Insbesondere neigen Emissionsmodelle mit vielen Freiheitsgraden zum Divergieren. Einige Modelle werden im Folgenden vorgestellt und verglichen.

---

### 5.4.1 Graukörper-Modell

---

Das einfachste Modell besteht in der Annahme einer konstanten und somit wellenlängen- und temperaturunabhängigen Emissivität  $\epsilon(T, \lambda) = \epsilon_g$ . Ein solcher Körper wird als „grauer Körper“ bezeichnet. Die Emissivität kann entweder für jeden Datenpunkt separat, einen bestimmten Bereich oder den gesamten Datensatz berechnet werden. Sie wird somit zu einer zeitabhängigen Größe  $\epsilon_g(t)$ , jedoch ohne expliziten funktionalen Zusammenhang.

---

#### Ergebnis

---

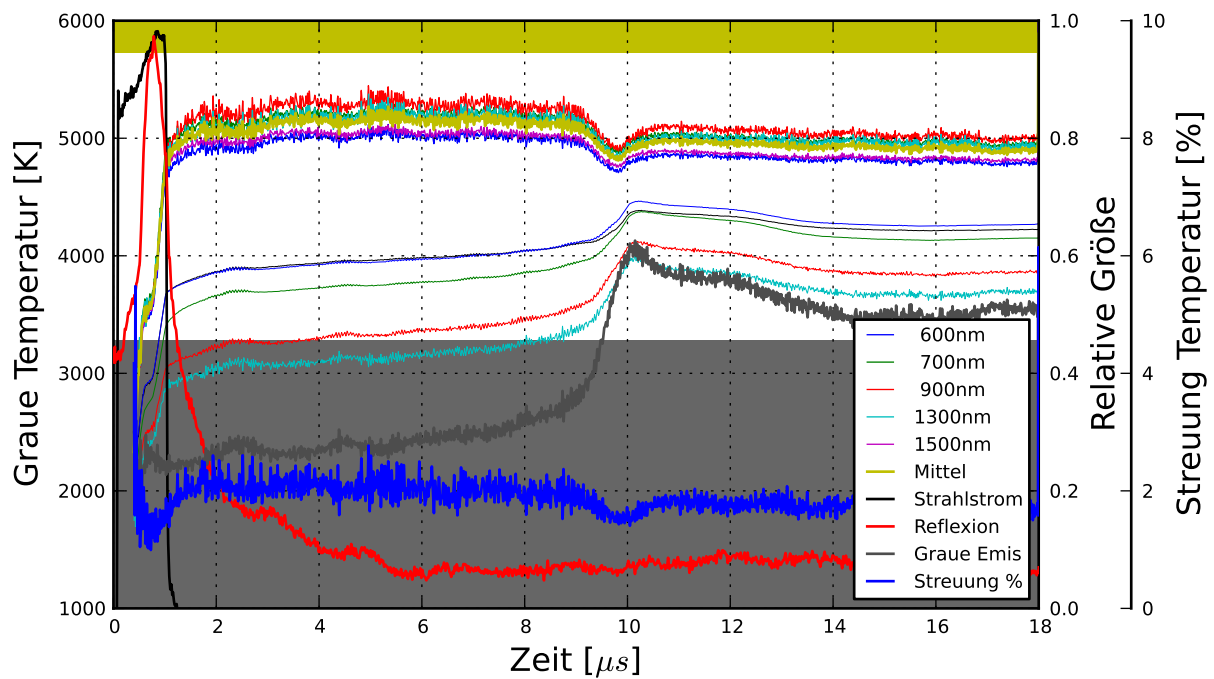
Für Schuss 3.313 wurde in Abbildung 5.15 die Emissivität  $\epsilon_g(t)$  angepasst und daraus die „farbigen Temperaturen“ für die einzelnen Wellenlängen sowie eine mittlere graue Temperatur berechnet. Zum Vergleich sind die scheinbaren Temperaturen aus Abbildung 5.1 auf Seite 59 dünn in Abbildung 5.15 eingezeichnet. Für dieses Target aus Tantal in der Y-Konfiguration<sup>2</sup> wurde mit dieser Methode während und kurz nach der Interaktion mit dem Ionenstrahl die Emissivität auf  $\epsilon_g(t) = 0,25 \pm 0,02$  ermittelt. Die daraus resultierende Schmelztemperatur liegt mit  $\approx 3.500$  K etwa 6% über dem Literaturwert von 3.280 K. Die Streuung der farbigen Temperaturen zur mittleren grauen Temperatur liegt im dargestellten Bereich durchgehend bei  $\approx 2\%$ , während des Schmelzvorgangs sogar leicht darunter.

Obwohl die scheinbare Temperatur nach der Interaktion mit Ionenstrahl weiter langsam ansteigt, bleibt die graue Temperatur für  $8\ \mu\text{s}$  nahezu konstant. Danach trifft Targetmaterial auf das Schutzglas auf, und die Signalstärke steigt sprunghaft an. Dies drückt sich auch in einer höheren scheinbaren Temperatur aus. Das Modell liefert jedoch einen Anstieg der grauen Emissivität, als Folge *sinkt* die graue Temperatur sogar leicht.

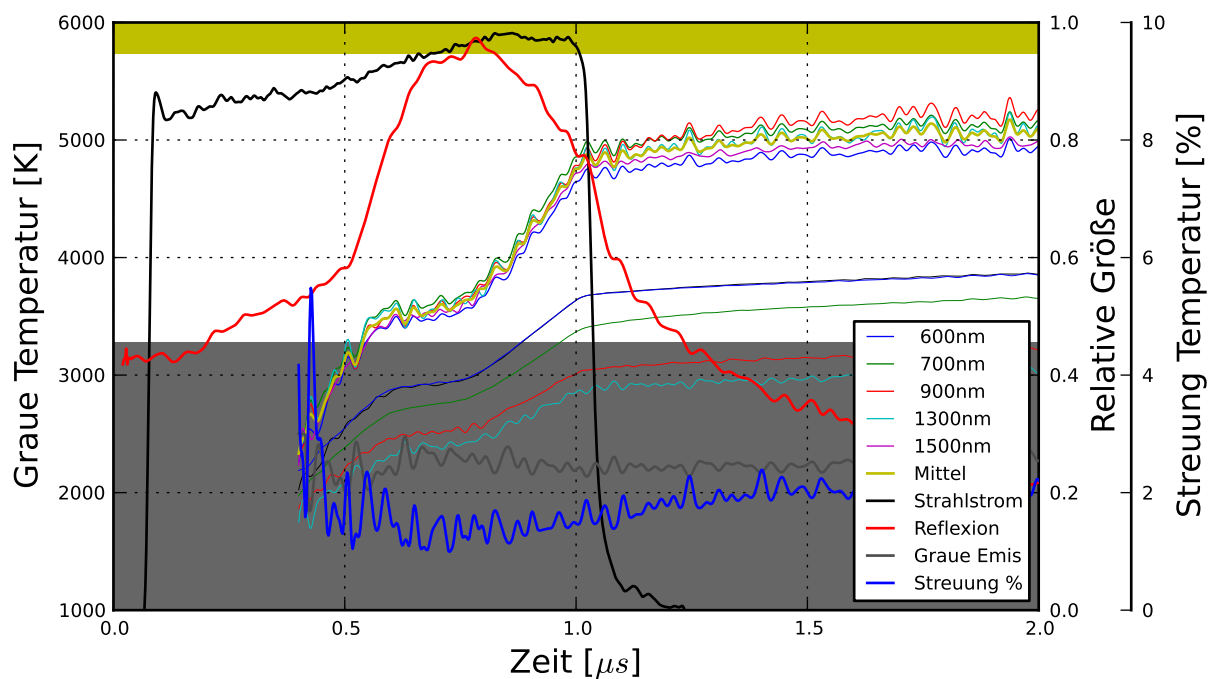
Es lässt sich keine Korrelation zwischen Reflexionssignal und berechneter Emissivität erkennen.

---

<sup>2</sup> Siehe auch Abschnitt 3.4.1 auf Seite 36 über die Y-Konfiguration



(a) Übersicht über den Temperaturverlauf.



(b) Detailansicht während und kurz nach der Interaktion mit dem Ionenstrahl.

**Abbildung 5.15.:** Graue Temperatur durch Anpassen der Emissivität  $\epsilon_g(t)$ . Als relative Größe sind die graue Emissivität und das Signal zur direkten Reflexionsmessung (rot) eingezeichnet. Die Streuung der farbigen Temperaturen beträgt 2 % um den Mittelwert (blau). Zusätzlich sind als dünne Linien die scheinbaren Temperaturen (mit gleicher Farbe) eingezeichnet.

Das Modell des grauen Körpers ist die einfachste Möglichkeit, eine Emissivität zu ermitteln. Da nur ein Koeffizient variiert wird, liefert das Verfahren in der Regel stabile Ergebnisse. Die Temperaturabhängigkeit ist bei der Berechnung für jeden einzelnen Datenpunkt ohne expliziten funktionalen Zusammenhang gegeben. Das Modell beinhaltet dabei keine Abhängigkeit von der Wellenlänge. Dennoch ist während der ersten  $2\text{ }\mu\text{s}$  eine leicht zunehmende Streuung der berechneten Temperaturen zur mittleren Temperatur bei steigender Temperatur zu erkennen. Dies lässt eine kombinierte, aber schwach ausgeprägte Abhängigkeit der Emissivität von der Temperatur *und* Wellenlänge vermuten.

Das Modell liefert dennoch eine gute Näherung für die physikalische Temperatur. Durch die Identifikation des Schmelzprozesses kann die Abweichung von der berechneten und der bekannten Schmelztemperatur ermittelt werden. Die gefundene Abweichung im vorgestellten Experiment von 6 % kann teilweise auf Messunsicherheiten, insbesondere während der Kalibrierung, zurück geführt werden. Die Abschätzung der Fehler erfolgt wie bei der scheinbaren Temperatur, diskutiert in Abschnitt 5.2.1 auf Seite 60. Eine Variation der Emissivität fließt hierbei wie ein relativer Fehler in der gemessenen Intensität ein. Eine durchschnittliche Abweichung von 5 %-Punkten in der Emissivität führt – wie in Abbildung 5.2(b) zu sehen – im betrachteten Bereich zu einer Veränderung der berechneten Temperatur von 2 %.

Für das unterschiedliche Verhalten der scheinbaren und der grauen Temperatur beim Auftreffen des Targetmaterials auf das Glasplättchen gibt es folgende Erklärung. Das Targetmaterial beginnt nach der Interaktion mit dem Ionenstrahl zu expandieren. Dabei fliegt es insbesondere auch in Richtung der Lichtsammeloptik, und damit aus der Brennebene der Parabel. Somit wird Licht von einer größeren Fläche in die Glasfasern eingekoppelt. Dies bedeutet in erster Linie, dass die gemessene Intensität für die einzelnen Wellenlängen ansteigt. Dieser Effekt wird allerdings teilweise durch die Expansion und der damit zusammenhängenden Ausdünnung der aus Tröpfchen und Gas bestehenden Targetmaterial-„Wolke“ kompensiert. Wichtig ist die Beobachtung, dass die relative Änderung für alle Kanäle gleich ist. Bei gleichbleibender (physikalischen) Temperatur ändert sich nicht die *Form*, sondern die *Amplitude* des gemessenen Spektrums. In der Berechnung der grauen Temperatur zeigt sich dieser Effekt als eine Zunahme in der Emissivität. Trifft das Targetmaterial auf das Glasplättchen, verdichtet sich die „Wolke“ wieder und bildet eine dünne Schicht aus, die auch nach dem Experiment noch gut zu sehen ist. Es wird ein weiterer Anstieg der gemessenen Intensität verzeichnet. Prinzipiell kann die kinetische Energie des Materials zu einer tatsächlichen Erhöhung der Temperatur beitragen. Andererseits nimmt das (kalte) Glasplättchen auch einen Teil der Wärme auf und kühlt das Material wieder ab. Weder das Auftreten des Intensitäts-Sprungs noch das Vorzeichen der Variation der Temperatur ist bis jetzt klar vorherzusagen, da viele Parameter wie Strahlintensität, Ausrichtung des Targets und die Befestigung des Glasplättchens das Verhalten beeinflussen.

---

Eine wichtige Erkenntnis ist, dass die berechnete Emissivität für spätere Zeiten keine reine Materialeigenschaft ist, sondern zusätzlichen Korrekturen für geometrische Gegebenheiten enthält. Eine klare Trennung oder Zuordnung ist nicht möglich.

---

### Zusammenhang mit Reflexionsmessungen

---

Eine Korrelation zwischen der grauen Emissivität und dem Signal der Reflexionsmessung ist nicht zu erkennen. Wie schon in Abschnitt 5.2.2 auf Seite 63 erörtert, wird das gemessene Reflexionssignal durch Änderungen der Oberflächeneigenschaften maßgeblich beeinflusst. Das Einbrechen des Signals unmittelbar nach der Interaktion mit dem Ionenstrahl ist ein weiterer Hinweis darauf, dass sich das Targetmaterial bewegt und dadurch das unter einem Winkel zur Normalen auftreffende reflektierte Licht nicht mehr innerhalb der Akzeptanz der Lichtsammeloptik liegt. Auch ist die „Wolke“ aus Targetmaterial keine ebene Oberfläche mehr, das Licht wird diffus in den Raum gestreut.

---

#### 5.4.2 Linear-Modelle

---

Eine erste Erweiterung des Graukörper-Modells ist die Berücksichtigung der linearen Abhängigkeit der Emissivität von der Wellenlänge. Es wird weiterhin keine explizite Temperaturabhängigkeit verlangt. Die einfachste Implementierung lautet:

$$\epsilon(\lambda, T) = \epsilon(\lambda) = \epsilon_0 + a_0 \cdot \lambda \quad (5.2)$$

Die freien Koeffizienten sind hierbei  $\epsilon_0$  sowie  $a_0$ . Die Wellenlänge  $\lambda$  kann auch durch eine relative Wellenlänge  $\lambda_r = \lambda_0 - \lambda$  mit beliebigen, aber konstantem  $\lambda_0$  ersetzt werden. Zu beachten ist bei Modellen mit mehreren freien Koeffizienten, dass numerische Verfahren mehr als eine Lösung liefern können [GATHERS 1992, Absatz 4].

---

#### 5.4.3 X-Punkt-Modell

---

In einigen Arbeiten wurde die Abhängigkeit der Emissivität von der Wellenlänge und Temperatur untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass es einen materialspezifischen, aber ansonsten temperaturunabhängigen Wert  $\epsilon_x(\lambda_x)$  bei der Wellenlänge  $\lambda_x$  gibt. Das Wertepaar wird auch als X-Punkt bezeichnet:  $X_0 = (\epsilon_x, \lambda_x)$ .

Die Ergebnisse einiger Untersuchungen für die in dieser Arbeit untersuchten Materialien sind in Tabelle 5.4 aufgeführt. Insbesondere RONCHI *et al.* [1992, Tabelle 5] vergleicht Literaturangaben und stellt eine große Streuung in den veröffentlichten Daten fest.

**Tabelle 5.4.:** X-Punkt von Tantal und Wolfram.

Material	$\lambda_x$ [nm]	$\epsilon_x$	Referenz
Tantal	810	0,314	HIERNAUT <i>et al.</i> [1986]
	840	0,33	RONCHI <i>et al.</i> [1992]
Wolfram	1.320	0,346	HIERNAUT <i>et al.</i> [1986]
	1.300	0,36	RONCHI <i>et al.</i> [1992]
	1.410	0,380	CAGRAN <i>et al.</i> [2005]

Der X-Punkt kann nun als Fixpunkt in einem Modell herangezogen werden. Eine mögliche Implementierung dieses Modells lautet:

$$\epsilon(\lambda, T) = \epsilon_x + a_0 \cdot (\lambda - \lambda_x) + a_1 \cdot (\lambda - \lambda_x) \cdot T \quad (5.3)$$

Zu beachten ist, dass dieses Modell für die Wellenlänge  $\lambda = \lambda_x$  immer den Wert  $\epsilon = \epsilon_x$  liefert. Da im Abschnitt 5.4.1 bereits gezeigt wurde, dass die gemessene Intensität nicht nur von der eigentlichen Temperatur, sondern auch von der Bewegung des Targetmaterials abhängt, kann die Größe  $\epsilon_x$  nicht mehr als konstant betrachtet werden. Das Modell würde somit höchstens in einem kleinen Bereich sinnvolle Ergebnisse liefern. Auch weichen die in der Literatur genannten Werte von den in dieser Arbeit gefundenen grauen Emissivitäten  $\epsilon_g$  ab.

---

#### 5.4.4 Modifiziertes X-Punkt-Modell I: Graukörpernäherung

---

Das X-Punkt-Modell kann in einer leicht abgewandelten Form dennoch eingesetzt werden. Während  $\lambda_x$  als bekannt angenommen wird, verwendet man anstatt des Literaturwertes für  $\epsilon_x$  die mit dem Graukörper-Modell berechnete Emissivität  $\epsilon_g(t)$ . Der Vorteil für die Auswertung dieser Experimente ist die implizite Berücksichtigung der geometrischen Gegebenheiten. Die Koeffizienten  $\epsilon_g(t)$  und  $a_0(t)$  werden für jeden Datenpunkt separat berechnet. Das modifizierte X-Punkt-Modell lautet:

$$\epsilon(\lambda, t) = \epsilon_g(t) + a_0(t) \cdot (\lambda - \lambda_x) \quad (5.4)$$

Die Anwendung auf das gleiche Target wie beim Graukörper-Modell zeigt eine leichte Abhängigkeit der Emissivität von der Temperatur. Die gemittelte Temperatur des X-Punkt Modells liegt nur  $5 \dots 10 \text{ K}$  ( $\hat{=} 0,2\%$ ) unterhalb der grauen Temperatur. In Abbildung 5.16 ließe sich der Unterschied zwischen beiden Modellen nicht erkennen.

Trotz der geringen Auswirkung auf die Temperaturberechnung findet man in Abbildung 5.16(b) eine abschnittsweise Abhängigkeit des freien Koeffizienten  $a_0$  von der Temperatur. Im Bereich



vor und nach dem Auftreffen des Targetmaterials auf das Glasplättchen variiert die mittlere Temperatur jeweils um  $\approx 100\text{K}$ . Die zugehörigen Werte für  $a_0$  liegen annähernd auf einer Geraden der Form  $a_0(T) = m \cdot T + b$  mit den in Tabelle 5.5 angegebenen Zahlenwerten. Auffallend ist, dass sich beide Ausgleichsgeraden bei einer Temperatur mit  $T = -b/m$  bei  $a_0(T) = 0$  treffen.

#### 5.4.5 Modifiziertes X-Punkt-Modell II: *in situ* Kalibrierung

Bei der *in situ* Kalibrierung wird die Temperatur am Ende des Schmelzprozesses als bekannt vorausgesetzt und eine konstante, effektive Emissivität  $\epsilon_{0,n}$  für die einzelnen Wellenlängen berechnet. Diese Vorgehensweise ist bereits im Abschnitt 5.3 ab Seite 72 verwendet worden. Das Graukörper-Modell liefert in diesem Fall eine Wichtung  $\epsilon_w(t)$  der Emissivität, die anschließend in das X-Punkt-Modell einfließt:

$$\epsilon(\lambda, t) = \epsilon_w(t) \cdot \epsilon_{in\ situ} + a_0(t) \cdot (\lambda - \lambda_x) \quad (5.5)$$

In Abbildung 5.17 erkennt man, dass die Koeffizienten  $\epsilon_w(t)$  und  $a_0(t)$  qualitativ dem Verlauf in Abbildung 5.16 folgen. Der Wert von  $\epsilon_w(t)$  gibt an, wie viel thermische Strahlung je Wellenlänge im Vergleich zur Kalibrierung unter statischen Bedingungen für die gleiche Temperatur erwartet wird.

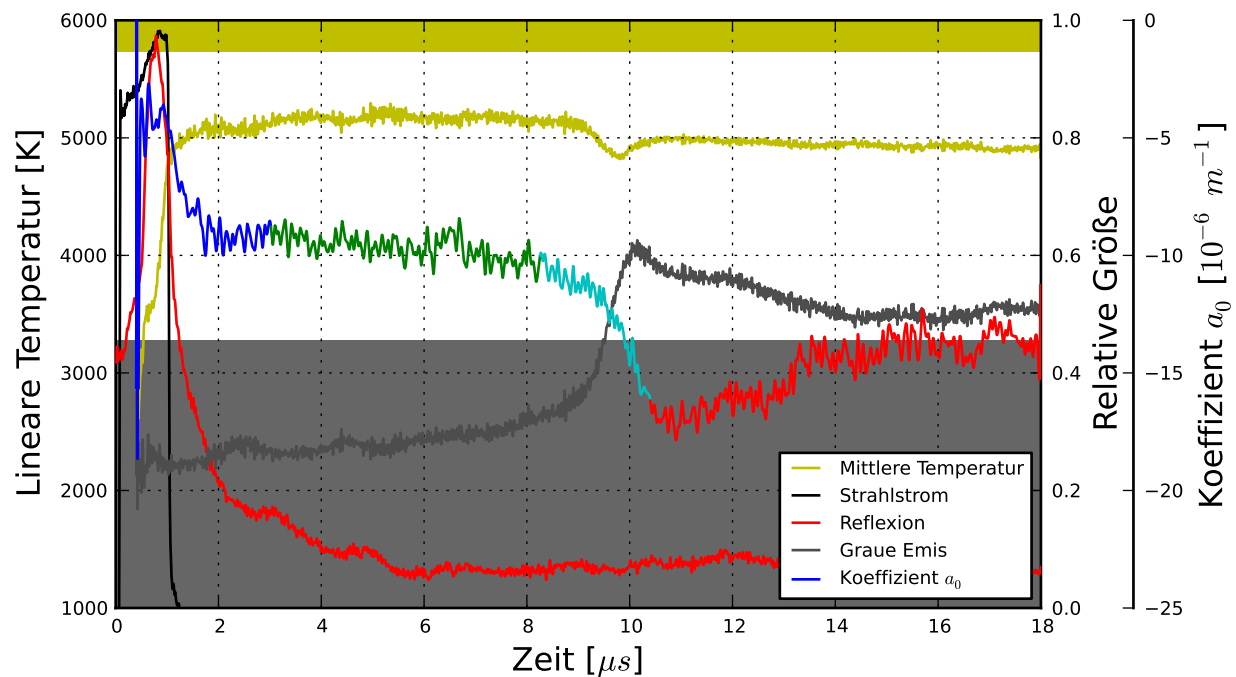
Die mit diesem Modell berechnete Temperatur ist erwartungsgemäß niedriger als die mit dem Graukörper-Modell, welches die Schmelztemperatur 6% zu hoch berechnet hat. Nach der Interaktion mit dem Ionenstrahl ist die Temperatur weitestgehend konstant. Diese beginnt leicht zu sinken, sobald das Targetmaterial auf das Glasplättchen trifft. Wie auch schon im X-Punkt-Modell I mit Graukörpernäherung sieht man in Abbildung 5.17(b), dass der Parameter  $a_0$  abschnittsweise von der Temperatur abhängt.

**Tabelle 5.5.: Temperaturabhängigkeit von  $a_0$ .**

$\epsilon_x$ -Methode	Bereich [ $\mu\text{s}$ ]	$m$ [ $10^{-8}\text{K} \cdot \text{m}^{-1}$ ]	$b$ [ $\text{m}^{-1}$ ]	$-m/b$ [K]
I Graukörper	3,0 ... 8,3	-1,7	$7,9 \cdot 10^{-05}$	4.602
	10,4 ... 18,0	-4,5	$2,1 \cdot 10^{-04}$	4.617
II <i>in situ</i>	3,0 ... 8,3	-3,6	$1,5 \cdot 10^{-04}$	4.348
	10,4 ... 18,0	-6,3	$2,7 \cdot 10^{-04}$	4.218

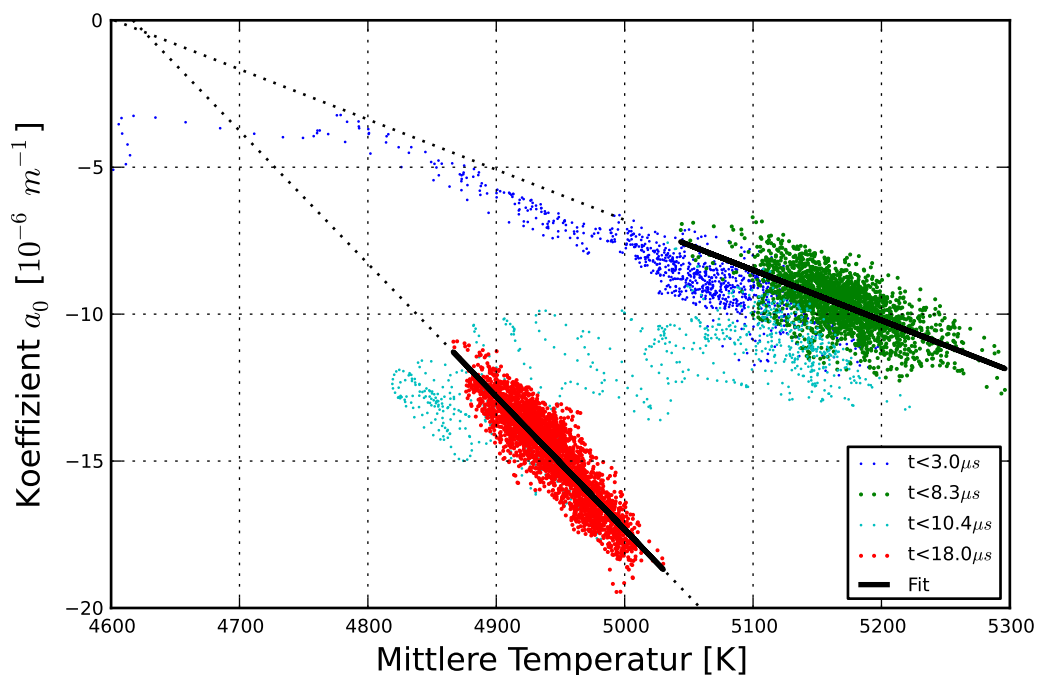
**Tabelle 5.6.: Effektiver Emissionsgrad mit *In situ*-Kalibrierung für Schuss 3.313.**

	600 nm	700 nm	900 nm	1.300 nm	1.500 nm
$\epsilon_{in\ situ}$	0.45	0.51	0.42	0.35	0.34



S331-2010-05 #03313.2

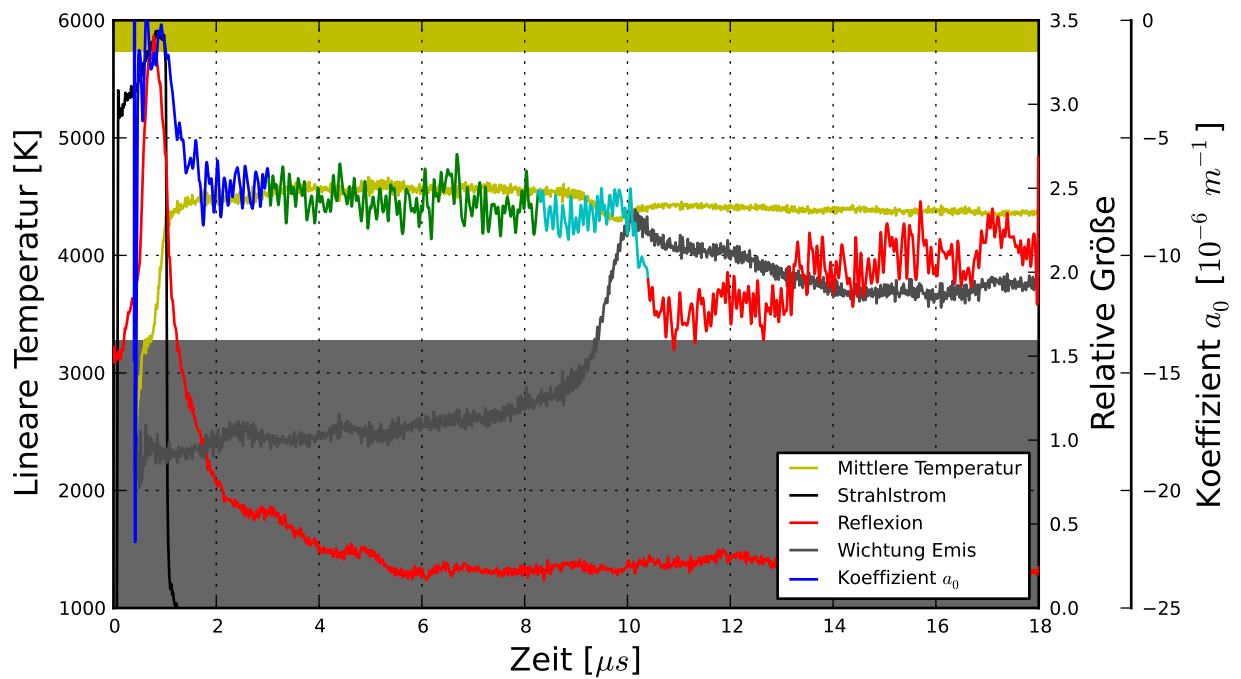
(a) Verlauf von Temperatur, grauer Emissivität, Koeffizient  $a_0$  und Reflexionssignal. Der Koeffizient  $a_0$  ist abschnittsweise farbig hervorgehoben.



S331-2010-05 #03313.2

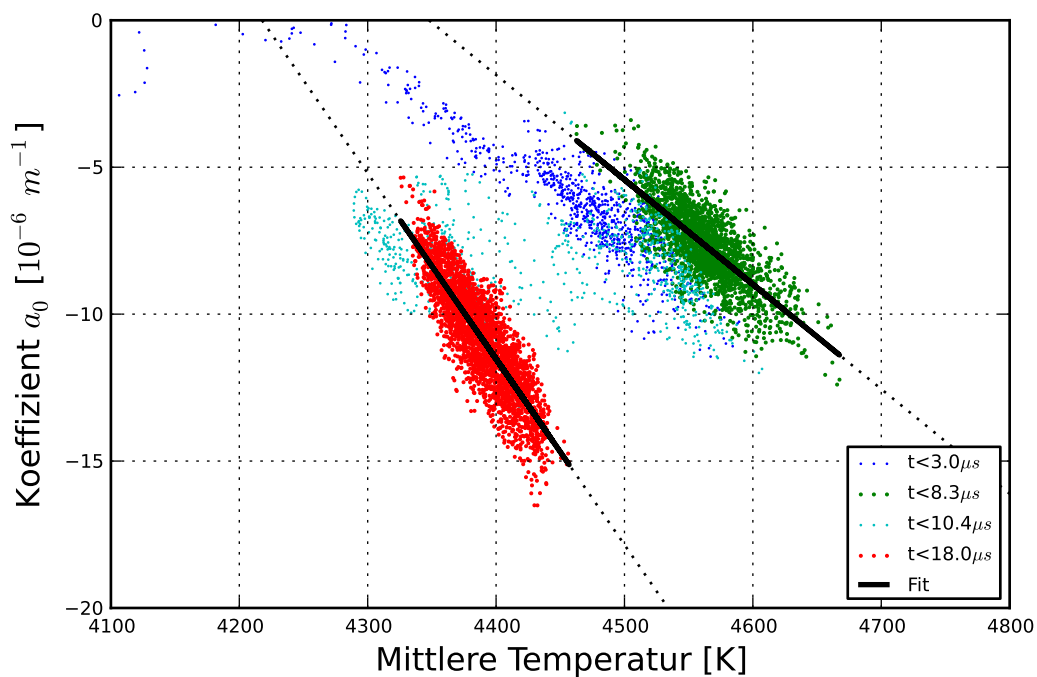
(b) Abhängigkeit des Koeffizienten  $a_0$  von der Temperatur. Die Farben entsprechen der oberen Abbildung.

**Abbildung 5.16.:** Temperatur mit dem modifizierten X-Punkt-Modell I mit Graukörpernäherung: Die lineare Temperatur unterscheidet sich nicht signifikant von der grauen Temperatur. Auffallend sind die Bereiche nahezu konstanter Temperatur vor beziehungsweise nach dem Auftreffen auf das Glasplättchen (Koeffizient  $a_0$  rot und grün hervorgehoben). Die Temperaturabhängigkeit ist für beide Bereiche unterschiedlich, dennoch treffen sich die Ausgleichsgeraden – siehe Tabelle 5.5 – bei  $a_0 = 0$ .



S331-2010-05 #03313.2

(a) Verlauf von Temperatur, Wichtung der Emissivität, Koeffizient  $a_0$  und Reflexionssignal. Der Koeffizient  $a_0$  ist abschnittsweise farbig hervorgehoben.



S331-2010-05 #03313.2

(b) Abhängigkeit des Koeffizienten  $a_0$  von der Temperatur. Die Farben entsprechen der oberen Abbildung.

**Abbildung 5.17.:** Temperatur mit dem modifizierten X-Punkt-Modell II mit *in situ* Kalibrierung: Der Vergleich mit Abbildung 5.16 zeigt, dass die Temperatur niedriger berechnet wird. Die Wichtung der grauen Temperatur folgt qualitativ dem Verlauf der grauen Emissivität. Der Koeffizient  $a_0$  und dessen Temperaturabhängigkeit weicht etwas ab, folgt aber dem gleichen Trend. Die Parameter der Ausgleichsgeraden sind in Tabelle 5.5 angegeben.



---

## 6 Ergebnis und Ausblick

In dieser Arbeit wurde eine direkte Reflexionsmessung in das schnelle Mehrkanalpyrometer am HHT-Messplatz integriert. Auch der verwendete spektrale Analysator wurde angepasst und weitreichende Änderungen an der Hardware zur Datenerfassung sowie der dazugehörigen Software durchgeführt.

Während der Experimente mit dem modifizierten Pyrometer erfolgte die Aufzeichnung der Daten zur thermischen Emission und der Reflexionsmessung mit anschließender Auswertung. Die Qualität der Daten konnte durch den Einsatz von Digitalisierern mit einer höheren Auflösung gesteigert werden. Durch die Konzentration auf wenige Targetmaterialien und Targetdesigns ließen sich reproduzierbare Ergebnisse erzielen. Der Verzicht auf einen zeitlich komprimierten Ionenstrahl und damit die Vermeidung von höchsten Temperaturen ließ insbesondere den Schmelzprozess bei fast jedem Target eindeutig erkennen. Durch den Vergleich mit Literaturwerten zur Schmelztemperatur ist es möglich, die Kalibrierung zu prüfen und gegebenenfalls zu korrigieren. Ferner wurden erstmals die Wärmekapazitäten von Wolfram und Tantal in schwerrionengeheizten Experimenten in der flüssigen Phase ermittelt und in guter Übereinstimmung mit Referenzwerten verglichen. Verschiedene Emissionsmodelle wurden an die Messdaten angepasst. Das Signal der Reflexionsmessung ergab Aufschluss über Oberflächenmodifikationen, hervorgerufen durch den Ionenstrahl.

Als nächstes sollte – neben Verbesserungen am mechanischen Aufbau für mehr Stabilität und besserer Justiermöglichkeit – erörtert werden, ob die zwei parabolischen Spiegel durch einen elliptischen Spiegel – der hinsichtlich Stabilität, Gewicht und Justiermöglichkeit Vorteile bringen könnte – ersetzbar sind. Möglicherweise erleichtert dies auch die Ausrichtung des Lichtsammelsystems auf die Kalibrierlampe.

Die angestrebte hohe Stückzahl an Targets je Experimentreihe erfordert zukünftig eine maschinelle und reproduzierbare Fertigung, Lagerung und Charakterisierung. Auch die Reflexionseigenschaften sollten vermessen und mit Referenztargets verglichen werden.

Der Glaskörper der Kalibrierlampe behindert die Ausrichtung der Lichtsammeloptik auf das Filament enorm und könnte entfernt werden. Die Lampe muss dann in der Targetkammer im Vakuum oder in einer Schutzatmosphäre installiert sein. Mit der CCD-Kamera auf dem Lichtsammelsystem wäre dann eine präzise Justierung möglich. Bei geschickter Anordnung kann die Lampe möglicherweise während der Experimente in der Targetkammer bleiben. Dies erlaubt eine regelmäßige (tägliche) Überprüfung der Kalibrierung des Pyrometers. Die Kalibrierung der Lampe muss jedoch angepasst werden, da diese die Transmission durch den Glaskörper

---

beinhaltet. Auch muss sichergestellt werden, dass die Lampe beim Belüften und Öffnen der Targetkammer keinen Schaden nimmt.

---

## **Mehrfarbige Lichtquelle**

---

Sowohl in dieser als auch in anderen Arbeiten wird die Abhängigkeit der Emission von der Wellenlänge beobachtet. Daher ist es wünschenswert, die Reflexionsmessungen auf mehrere Wellenlängen gleichzeitig auszudehnen. Während leistungsstarke Laserdioden für die Telekommunikation im Wellenlängenbereich um  $\approx 1,5 \mu\text{m}$  verfügbar sind, gibt es zur Zeit jedoch noch keine geeigneten Quellen im sichtbaren Bereich. Weiterhin muss ein Aufbau erdacht werden, der es erlaubt, verschiedene Quellen zu kombinieren. Denkbar ist zum Beispiel ein Aufbau wie beim Analysator, der über Interferenzfilter oder dichroitische Spiegel das Licht kombiniert und anschließend in eine Glasfaser einkoppelt.

Für die zusätzlichen Wellenlängen müssen die entsprechenden Detektoren bereitgestellt werden. Entweder reduziert man die Anzahl der Kanäle für die Temperaturmessung, oder man fügt weitere Detektoren in die Kaskade ein. Die Abstände der einzelnen zentralen Wellenlängen und die Bandbreite sowohl der Filter als auch der Lichtquellen muss so ausgewählt werden, dass es nicht zu gegenseitiger Beeinflussung kommt.

---

## **Öffnungswinkel des Systems**

---

Ein größerer Öffnungswinkel (Akzeptanz) des Systems bedeutet in erster Linie mehr Licht bei ansonsten gleichen Bedingungen. Das gilt in diesem Fall insbesondere für die thermische Emission, da keine Winkelabhängigkeit der Emission erwartet wird. Die Signalstärke steigt daher linear mit dem Öffnungswinkel an.

Für das Reflexionssignal sind dabei zwei Sonderfälle – die auch in der Kombination auftreten – zu beachten, die im Folgenden beschrieben werden.

---

### **Gerichtete Reflexion**

---

Bei einer rein gerichteten Reflexion wird eine Vergrößerung der Akzeptanz des Lichtsammelsystems kein stärkeres Signal auf dem Detektor erzeugen, da dieser größer als die Divergenz des reflektierten Lichtes ist. Die Empfindlichkeit gegen verkippte Targets sinkt zwar, aber auch hier ist nicht mit einer signifikanten Verbesserung des Signals zu rechnen, da eine Fehlausrichtung von mehr als  $5^\circ$  unwahrscheinlich ist.

---

## Diffuse Reflexion

---

Der Verlauf der Signalstärke der Reflexionsmessungen lässt vermuten, dass ein Teil des Lichtes diffus in den Raum gestreut wird. Während des Schmelzprozesses glättet sich die Oberfläche, bevor sie sich im anschließenden Expansionsprozess krümmt und das Licht breiter streut. Eine vergrößerte Akzeptanz würde hier ebenfalls zu einem höheren Messsignal führen. Eine Integration über einen großen Raumwinkel mit einer Ulbrichtkugel ist jedoch nicht möglich, wie in Abschnitt 2.3.6 auf Seite 17 erörtert.

Alternativ könnte ein zusätzlicher, unabhängiger Messkanal unter einem größeren Winkel einen Teil des diffus gestreuten Lichtes erfassen. Erste Versuche hierzu wurden bereits durchgeführt. Neben mechanischen Problemen – wie die Unterbringung der zusätzlichen Optik innerhalb der Targetkammer und die Ausrichtung auf die Targetoberfläche – ist die Signalstärke nicht intensiv genug, um vom thermischen Licht klar getrennt zu werden.

---

## Hohlraumtargets

---

Die zur Zeit verfügbare Teilchenzahl von maximal  $\approx 5 \cdot 10^9$  je Puls reicht nicht aus, um Hohlraumtargets mit der geforderten Größe homogen zu heizen. Sobald eine Erhöhung der Teilchenströme um mindestens eine Größenordnung im SIS-18 erreicht ist, sollten auch solche Targets untersucht werden. Möglicherweise bleiben diese Experimente dem Messplatz an der zukünftigen Beschleunigeranlage FAIR vorbehalten.





# A Anhang

## A.1 Literaturwerte

**Tabelle A.1.:** Übersicht Materialeigenschaften nach LIDE [2005, K. 12 S. 196f]

			Tantal	Wolfram	Kupfer	Gold	Blei
Schmelztemperatur	$T_m$	[K]	3.280	3.687	1.358	1.337	600
Siedetemperatur	$T_b$	[K]	5.731	5.828	2.835	3.129	2.022
Schmelzwärme	$\Delta H$	[J/g]	202,1	284,5	203,5	64,6	23,1
Dichte	$\rho_{(300K)}$	[g/cm <sup>3</sup> ]	16,4	19,3	8,96	19,3	11,3
Wärmekapazität	$c_{p,(300K)}$	[J/(kg·K)]	140	132	384	129	127
Lin. Ausdehnung	$\alpha$	$1 \cdot 10^{-6}$	6,3	4,5	16,5	14,2	28,9
Atommasse		[u]	180,95	183,84	63,55	196,97	207,2

**Tabelle A.2.:** Wärmekapazität  $C_p(K)$  im Festkörper nach LIDE [2005, K. 12 S. 195]

Temperatur [K]	Tantal [J/(kg·K)]	Wolfram [J/(kg·K)]
200	133,08	122,33
250	137,39	128,86
<b>300</b>	<b>139,87</b>	<b>132,18</b>
350	141,48	134,08
400	142,80	135,55
500	145,62	137,95
600	148,33	140,29

**Tabelle A.3.:** Tantal: Spezifische Enthalpie zu Beginn  $h_s$  und am Ende  $h_l$  des Schmelzprozesses bei der ermittelten Temperatur  $T_m$  mit der abgeleiteten Schmelzenthalpie  $h_m$  sowie der isobaren Wärmekapazität  $c_{p,l}$  in der Flüssigphase.

$h_s$ [J/g]	$h_l$ [J/g]	$h_m$ [J/g]	$c_{p,l}$ [J/(g·K)]	$T_m$ [K]	Referenz
496,0	673,0	177,0	0,216	3.280	BERTHAULT <i>et al.</i> [1986]
520,0	720,0	200,0	0,322	3.270	GATHERS [1983]
510,0	660,0	150,0	0,251	3.270	JÄGER <i>et al.</i> [1992]
584,0	712,7	128,7	0,226	3.270	POTTLACHER u. SEIFTER [2002]
	720,0		0,256	3.270	HIXSON <i>et al.</i> [1986a]
		159,0		3.256	McCLURE u. CEZAIIRLIYAN [1994]
527,5	697,1	<b>162,9</b>	0,254	<b>3.269</b>	Mittelwert
		202,1		3.280	LIDE [2005, K. 12 S. 196f]
33,7	25,5	24,2	0,037	6,99	Standardabweichung
6,4	3,7	14,8	14,577	0,21	... in %

**Tabelle A.4.:** Wolfram: Spezifische Enthalpie zu Beginn  $h_s$  und am Ende  $h_l$  des Schmelzprozesses bei der ermittelten Temperatur  $T_m$  mit der abgeleiteten Schmelzenthalpie  $h_m$  sowie der isobaren Wärmekapazität  $c_{p,l}$  in der Flüssigphase.

In Klammern gesetzte Werte wurde nicht zur Mittelwertbildung herangezogen.

$h_s$ [J/g]	$h_l$ [J/g]	$h_m$ [J/g]	$c_{p,l}$ [J/(g·K)]	$T_m$ [K]	Referenz
619,0	881,0	262,0	0,308	3.680	SEYDEL u. KITZEL [1979]
634,6	919,0	284,4	0,293	3.695	GUSTAFSON [1985]
616,0	870,0	254,0	0,321	3.690	BERTHAULT <i>et al.</i> [1986]
610,0	870,0	260,0	0,264	3.690	HIXSON u. WINKLER [1990]
623,0	870,0	247,0	0,292	(3800)	KUSKOVA <i>et al.</i> [1998]
609,7	930,8	321,0	0,279	3.687	WILTHAN <i>et al.</i> [2005a]
		264,0		3.695	McCLURE u. CEZAIIRLIYAN [1993]
618,7	890,1	<b>270,4</b>	0,293	<b>3.689</b>	Mittelwert
		284,5		3.687	LIDE [2005, K. 12 S. 196f]
8,5	25,1	23,3	0,018	5,13	Standardabweichung
1,38	2,82	8,6	6,307	0,14	... in %

---

# Literaturverzeichnis

## Adams 1981

ADAMS, Douglas: *Per Anhalter durch die Galaxis*. München : Rogner und Bernhard, 1981. – 193 S. – ISBN 3–8077–0171–0 (nicht zitiert).

## Angert 1998

ANGERT, N.: High intensity developments at GSI. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 415 (1998), September, Nr. 1-2, S. 236–242. DOI [10.1016/S0168-9002\(98\)00550-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00550-6). – ISSN 0168–9002 (☞ Seite 21).

## Bagnoud et al. 2009

BAGNOUD, V. ; BLAŽEVIĆ, A. ; BORNEIS, S. ; EISENBARTH, U. ; FILS, J. ; GÖTTE, S. ; KÜHL, T. ; ONKELS, E. ; STÖHLKER, T. ; TAUSCHWITZ, A. ; ZIMMER, D. ; WITTE, K.: PHELIX: A petawatt-class laser recently commissioned for experiments in plasma and atomic physics. In: *Journal of Physics Conference Series* 194 (2009), November, Nr. 15, S. 152028. DOI [10.1088/1742-6596/194/15/152028](https://doi.org/10.1088/1742-6596/194/15/152028) (☞ Seite 2).

## Becker 2010

BECKER, Frank: *Zerstörungsfreie Profilmessung intensiver Schwerionenstrahlen*, TU Darmstadt, Diss., Januar 2010. [http : //tuprints.ulb.tu – darmstadt.de/2332](http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2332) (☞ Seite 35).

## Becker et al. 2006

BECKER, F. ; HUG, A. ; FORCK, P. ; KULISH, M. ; NI, P. ; UDREA, S. ; VARENTSOV, D.: Design, development, and testing of non-intercepting profile diagnostics for intense heavy ion beams using a capacitive pickup and beam induced gas fluorescence monitors. In: *Laser and Particle Beams* 24 (2006), Dezember, Nr. 4, S. 541–551. DOI [10.1017/S0263034606060721](https://doi.org/10.1017/S0263034606060721) (☞ Seiten 2 und 41).

## Bedford et al. 1996

BEDFORD, R. E. ; BONNIER, G. ; MAAS, H. ; PAVESE, F.: Recommended values of temperature on the International Temperature Scale of 1990 for a selected set of secondary reference points. In: *Metrologia* 33 (1996), Nr. 2, S. 133–154. DOI [10.1088/0026-1394/33/2/3](https://doi.org/10.1088/0026-1394/33/2/3) (☞ Seite 72).

## Berthault et al. 1986

BERTHAULT, A. ; ARLES, L. ; MATRICON, J.: High-pressure, high-temperature thermophysical measurements on tantalum and tungsten. In: *International Journal of Thermophysics* 7 (1986), Januar, Nr. 1, S. 167–179. DOI [10.1007/BF00503808](https://doi.org/10.1007/BF00503808) (☞ Seite 94).

## Bethe 1930

BETHE, H.: Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. In: *Annalen der Physik* 397 (1930), Nr. 3, S. 325–400. DOI [10.1002/andp.19303970303](https://doi.org/10.1002/andp.19303970303) (☞ Seite 20).

### **Boltzmann 1884**

BOLTZMANN, Ludwig: Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie. In: *Annalen der Physik* 258 (1884), Nr. 6, S. 291–294. DOI [10.1002/andp.18842580616](https://doi.org/10.1002/andp.18842580616) (☞ Seite 11).

### **Brandt et al. 2008**

BRANDT, Ruediger ; BIRD, Colin ; NEUER, Guenther: Emissivity reference paints for high temperature applications. In: *Measurement* 41 (2008), Nr. 7, S. 731 – 736. DOI [10.1016/j.measurement.2007.10.007](https://doi.org/10.1016/j.measurement.2007.10.007). – ISSN 0263–2241 (☞ Seite 16).

### **Cagran et al. 2005**

CAGRAN, C. ; POTTLAGHER, G. ; RINK, M. ; BAUER, W.: Spectral emissivities and emissivity X-points of pure molybdenum and tungsten. In: *International Journal of Thermophysics* 26 (2005), Juli, Nr. 4, S. 1001–1015. DOI [10.1007/s10765-005-6680-1](https://doi.org/10.1007/s10765-005-6680-1) (☞ Seite 84).

### **Cosy Infinity**

Michigan State University. *Cosy Infinity*. [http : //bt.pa.msu.edu/index\\_cosy.htm](http://bt.pa.msu.edu/index_cosy.htm). – 24.09.2010 (☞ Seite 28).

### **Debus et al. 2004**

DEBUS, J ; SCHULZ-ERTNER, D ; HABERER, T ; KRAFT, G ; JAEKEL, O: 273 Heavy charged particle therapy: from the technical challenge to the clinical role. In: *Radiotherapy and Oncology* 73 (2004), Nr. Supplement 1, S. 122. DOI [10.1016/S0167-8140\(04\)82140-6](https://doi.org/10.1016/S0167-8140(04)82140-6). – ISSN 0167–8140. – 8th Biennial ESTRO Meeting on Physics and Radiation Technology for Clinical Radiotherapy (☞ Seite 1).

### **Ehrenfest 1911**

EHRENFEST, Paul: Welche Züge der Lichtquantenhypothese spielen in der Theorie der Wärmestrahlung eine wesentliche Rolle? In: *Annalen der Physik* 341 (1911), Nr. 11, S. 91–118. DOI [10.1002/andp.19113411106](https://doi.org/10.1002/andp.19113411106) (☞ Seite 11).

### **El Moussati 2009**

EL MOUSSATI, Said: *Schlierendiagnostik von Gasen unter Bestrahlung mit intensiven Schwerionenstrahlen*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 2009 (☞ Seite 35).

### **ESRF 2001**

ESRF Grenoble (Veranst.): *Current Transformers for GSI's KeV/u to GeV/u Ion Beams - An Overview*. 2001 (☞ Seiten 2 und 28).

### **Frank et al. 2010**

FRANK, A. ; BLAŽEVIĆ, A. ; GRANDE, P. L. ; HARRES, K. ; HESSLING, T. ; HOFFMANN, D. H. H. ; KNOBLOCH-MAAS, R. ; KUZNETSOV, P. G. ; NURNBERG, F. ; PELKA, A. ; SCHAUMANN, G. ; SCHIWETZ, G. ; SCHOKEL, A. ; SCHOLLMEIER, M. ; SCHUMACHER, D. ; SCHUTRUMPF, J. ; VATULIN, V. V. ; VINOKUROV, O. A. ; ROTH, M.: Energy loss of argon in a laser-generated carbon plasma. In: *Physical Review E* 81 (2010), Februar, Nr. 2, S. 026401. DOI [10.1103/PhysRevE.81.026401](https://doi.org/10.1103/PhysRevE.81.026401) (☞ Seite 2).

### **Franzke 1987**

FRANZKE, Bernhard: The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 24-25 (1987), April, Nr. Part 1, S. 18–25. DOI [10.1016/0168-583X\(87\)90583-0](https://doi.org/10.1016/0168-583X(87)90583-0). – ISSN 0168–583X (☞ Seite 1).

### Gathers 1983

GATHERS, G. R.: Correction of specific heat in isobaric expansion data. In: *International Journal of Thermophysics* 4 (1983), Juni, Nr. 2, S. 149–157. DOI [10.1007/BF00500138](https://doi.org/10.1007/BF00500138) (☞ Seiten 75 und 94).

### Gathers 1992

GATHERS, G. R.: Analysis of multiwavelength pyrometry using nonlinear chi-square fits and Monte Carlo methods. In: *International Journal of Thermophysics* 13 (1992), Mai, Nr. 3, S. 539–554. DOI [10.1007/BF00503888](https://doi.org/10.1007/BF00503888) (☞ Seite 83).

### Girard u. Melin 1996

GIRARD, A. ; MELIN, G.: ECR ion sources today Physics, performance and technology. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 382 (1996), Nr. 1-2, S. 252 – 266.  
DOI [10.1016/S0168-9002\(96\)00405-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)00405-6). – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the Seventh International Conference on Heavy Ion Accelerator Technology (☞ Seite 21).

### Golubev et al. 2007

GOLUBEV, A. A. ; KANTSYREV, A. V. ; LUCKJASHIN, V. E. ; FERTMAN, A. ; KUNIN, A. V. ; VATULIN, V. V. ; GNUTOV, A. S. ; PANOVA, Y. V. ; IWASE, H. ; MUSTAFIN, E. ; SCHARDT, D. ; WEYRICH, K. ; SOBOLEVSKIY, N. M. ; LATYSHEVA, L. N.: Measurement of the energy deposition profile for  $^{238}\text{U}$  ions with specific energy 500 and 950 MeV/u in stainless steel and copper targets. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 263 (2007), Oktober, S. 339–344.  
DOI [10.1016/j.nimb.2007.06.023](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2007.06.023) (☞ Seite 57).

### GSI

GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH. *Internet Präsenz*.  
[http : //www.gsi.de](http://www.gsi.de). – 14.02.2010 (☞ Seiten 1 und 21).

### Gustafson 1985

GUSTAFSON, P: Evaluation of the thermodynamic properties of tungsten. In: *International Journal of Thermophysics* 6 (1985), Juli, Nr. 4, S. 395–409. DOI [10.1007/BF00500270](https://doi.org/10.1007/BF00500270) (☞ Seite 94).

### Gutbrod 2006

Kapitel HEDgeHOB. In: GUTBROD, H. H. (Hrsg.): *Experiment Proposals on Atomic, Plasma and Applied Physics (APPA)*. Bd. 5: FAIR - Baseline Technical Report. FAIR GmbH, 2006. – ISBN 3–9811298–0–6, S. 223–326 (☞ Seite 2).

### Hagen u. Rubens 1903

HAGEN, E. ; RUBENS, H.: Über Beziehungen des Reflexions- und Emissionsvermögens der Metalle zu ihrem elektrischen Leitvermögen. In: *Annalen der Physik* 316 (1903), Nr. 8, S. 873–901. DOI [10.1002/andp.19033160811](https://doi.org/10.1002/andp.19033160811) (☞ Seite 19).

### Heimrich et al. 1990

HEIMRICH, B. ; NESTLE, H. ; WINKLER, M. ; HOFFMANN, D. H. H. ; WOLLNIK, H.: Final focusing system for intense heavy ion beams to produce hot dense matter. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 294 (1990), September, Nr. 3, S. 602–605.  
DOI [10.1016/0168-9002\(90\)90304-O](https://doi.org/10.1016/0168-9002(90)90304-O). – ISSN 0168–9002 (☞ Seite 27).

## Henning 2004

HENNING, Walter F.: The future GSI facility. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 214 (2004), S. 211 – 215. DOI [10.1016/S0168-583X\(03\)01761-0](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(03)01761-0). – ISSN 0168–583X. – Low Energy Antiproton Physics (LEAP'03) (☞ Seite 2).

## Heßling et al. 2010

HESSLING, T. ; BLAŽEVIĆ, A. ; FRANK, A. ; KRAUS, D. ; ROTH, M. ; SCHAUMANN, G. ; SCHUMACHER, D. ; HOFFMANN, D. H. H.: Time- and spectrally resolved characterisation of laser-driven hohlraum radiation. Version: 2010. <http://www.gsi.de/informationen/wti/library/scientificreport2009/PAPERS/PLASMA-PHYSICS-03.pdf>. In: *GSI Scientific Report 2009*. Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Germany : GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2010, Kapitel PLASMA-PHYSICS-03 (☞ Seite 2).

## Hiernaut et al. 1986

HIERNAUT, Jean-Pol ; BEUKERS, Rutger ; HOCH, Michael ; MATSUI, Tsuneo ; OHSE, Roland W.: Determination of the melting point and of the spectral and total emissivities of tungsten, tantalum, and molybdenum in the solid and liquid states with a six-wavelength pyrometer. In: *High Temperatures - High Pressures* 18 (1986), S. 627–633 (☞ Seite 84).

## Hixson u. Winkler 1990

HIXSON, R. S. ; WINKLER, M. A.: Thermophysical properties of solid and liquid tungsten. In: *International Journal of Thermophysics* 11 (1990), Juli, Nr. 4, S. 709–718. DOI [10.1007/BF01184339](https://doi.org/10.1007/BF01184339) (☞ Seiten 66 und 94).

## Hixson et al. 1986a

HIXSON, R. S. ; WINKLER, M. A. ; SHANER, J. W.: High temperature sound speed measurements in expanded liquid tantalum. In: *10th European Conference on Thermophysical Properties, Rome, Italy*, 1986 (☞ Seiten 66 und 94).

## Hixson et al. 1986b

HIXSON, R.S. ; WINKLER, M.A. ; SHANER, J.W.: Sound speed measurements in liquid lead at high temperature and pressure. In: *Physica B+C* 139-140 (1986), Mai, S. 893–896. DOI [10.1016/0378-4363\(86\)90722-9](https://doi.org/10.1016/0378-4363(86)90722-9). – ISSN 0378–4363 (☞ Seite 66).

## Hoffmann et al. 1994

HOFFMANN, D.H.H. ; JACOBY, J. ; LAUX, W. ; MAGISTRIS, M. de ; BOGGASCH, E. ; SPILLER, P. ; STÖCKL, C. ; TAUSCHWITZ, A. ; WEYRICH, K. ; CHABOT, M. ; GARDES, D.: Energy loss of fast heavy ions in plasmas. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 90 (1994), Mai, Nr. 1-4, S. 1–9. DOI [10.1016/0168-583X\(94\)95500-X](https://doi.org/10.1016/0168-583X(94)95500-X). – ISSN 0168–583X (☞ Seite 2).

## Hoffmann et al. 2002

HOFFMANN, D.H.H. ; FORTOV, VE ; LOMONOSOV, IV ; MINTSEV, V ; TAHIR, NA ; VARENTSOV, D ; WIESER, J: Unique capabilities of an intense heavy ion beam as a tool for equation-of-state studies. In: *Physics of Plasmas* 9 (2002), SEP, Nr. 9, S. 3651–3654. DOI [10.1063/1.1498260](https://doi.org/10.1063/1.1498260). – ISSN 1070–664X (☞ Seiten 2 und 36).



---

### Hoffmann et al. 2005

HOFFMANN, D.H.H. ; BLAŽEVIĆ, A. ; NI, P. ; ROSMEJ, O. ; ROTH, M. ; TAHIR, N.A. ; TAUSCHWITZ, A. ; UDREA, S. ; VARENTSOV, D. ; WEYRICH, K. ; MARON, Y.: Present and future perspectives for high energy density physics with intense heavy ion and laser beams. In: *Laser and Particle Beams* 23 (2005), Nr. 01, S. 47–53. DOI [10.1017/S026303460505010X](https://doi.org/10.1017/S026303460505010X) (☞ Seite 2).

### Hug 2006

HUG, Alexander: *Nichtinvasive Diagnostik intensiver stark fokussierter Schwerionenstrahlen*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 2006. [http : //tuprints.ulb.tu – darmstadt.de/id/eprint/2355](http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/2355) (☞ Seiten 2, 28 und 41).

### Hug et al. 2008

HUG, A. ; VARENTSOV, D ; TURTIKOV, V ; HOFFMANN, D.H.H ; FERTMAN, A ; KULISH, M ; MENZEL, J. ; MINTSEV, V ; MÜLLER, N. ; NIKOLAEV, D ; SHARKOV, B. ; SHILKIN, N. ; TERNOVOI, V. ; UDREA, S.: Gasdynamic issues in transverse beam size measurements. Version: 2008. [http : //www.gsi.de/documents/DOC – 2008 – Jun – 3 – 1.pdf](http://www.gsi.de/documents/DOC-2008-Jun-3-1.pdf). In: *High Energy Density Physics with Intense Ion and Laser Beams – Annual Report 2007*. Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Germany : GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2008, Kapitel EP-01, S. 1 (☞ Seite 35).

### Hülsmann et al. 2004

HÜLSMANN, P. ; HUTTER, G. ; VINZENZ, W.: The Bunch Compressor System for SIS18 at GSI. Version: 2004. [http : //accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e04/PAPERS/TUPLT015.PDF](http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/e04/PAPERS/TUPLT015.PDF). In: *EPAC 2004 - Proceedings*. European Physical Society Accelerator Group (EPS-AG)., 2004, S. 1165–1167 (☞ Seite 26).

### Hülsmann et al. 2009

HÜLSMANN, P. ; BALSS, R. ; WINNEFELD, T.: Bunch Compressor System for the SIS 12/18 Upgrade. Version: 2009. <http://www.gsi.de/informationen/wti/library/scientificreport2008/PAPERS/GSI-ACCELERATORS-10.pdf>. In: *GSI Scientific Report 2008 Bd. GSI Report 2009-1*. Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Germany : GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2009, Kapitel GSI-ACCELERATORS-10, S. 113 (☞ Seite 26).

### Jäger et al. 1992

JÄGER, H. ; NEFF, W. ; POTTLAGHER, G.: Improved thermophysical measurements on solid and liquid tantalum. In: *International Journal of Thermophysics* 13 (1992), Januar, Nr. 1, S. 83–93. DOI [10.1007/BF00503358](https://doi.org/10.1007/BF00503358) (☞ Seite 94).

### Keller HCW

KELLER HCW GmbH. *Internet Präsenz*. [http : //www.keller – hcw.de/index.html](http://www.keller-hcw.de/index.html). – 08.09.2010 (☞ Seite 44).

### Kirk et al. 2003

KIRK, M. ; DAMERAU, H. ; HOFMANN, I. ; BOINE-FRANKENHEIM, O. ; SPILLER, P. ; P., Hülsmann.: Phase space growth during RF capture in the GSI heavy ion synchrotron SIS-18. In: *Laser and Particle Beams* 21 (2003), Nr. 01, S. 85–89 M3 – [10.1017/S0263034603211162](https://doi.org/10.1017/S0263034603211162). DOI [10.1017/S0263034603211162](https://doi.org/10.1017/S0263034603211162). – ISSN 0263–0346 (☞ Seite 24).

### Kirk et al. 2005

KIRK, M. ; HOFMANN, I. ; BOINE-FRANKENHEIM, O. ; SPILLER, P. ; HULSMANN, P. ; FRANCHETTI, G. ; DAMERAU, H. ; KONIG, H. G. ; KLINGBEIL, H. ; KUMM, M. ; MORITZ, P. ; SCHUTT, P. ; REDELBACH, A.: Beam Loss and Longitudinal Emittance Growth in SIS. In: *AIP Conference Proceedings* 773 (2005), Nr. 1, S. 381–383. DOI [10.1063/1.1949568](https://doi.org/10.1063/1.1949568) (☞ Seite 24).

### Kraft 2000a

KRAFT, G.: Tumor therapy with heavy charged particles. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 45 (2000), S. 473. DOI [10.1016/S0146-6410\(00\)00112-5](https://doi.org/10.1016/S0146-6410(00)00112-5) (☞ Seite 1).

### Kraft 2000b

KRAFT, G.: Tumorthrapy with ion beams. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 454 (2000), S. 1–10. DOI [10.1016/S0168-9002\(00\)00802-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)00802-0) (☞ Seite 1).

### Kulish et al. 2008

KULISH, M. ; KELIČ, A. ; ACHENBACH, B. ; BEHR, K.H. ; BRÜNLE, A. ; CERUTTI, F. ; CATHERALL, R. ; GEISSEL, H. ; HOFFMANN, D.H.H. ; HUG, A. ; KARAGIANNIS, Ch. ; KINDLER, B. ; KNIE, K. ; KRAUSE, M. ; LETTRY, J. ; LOMMEL, B. ; MENZEL, J. ; MÜLLER, N. ; RICHTER, H. ; SÜMMERER, K. ; TAHIR, N. ; TOMUT, M. ; TRAUTMANN, Ch. ; UDREA, S. ; VARENTSOV, D. ; WEICK, H. ; WILFINGER, R. ; WINKLER, M. ; ZHAO, Y.: Quadrature Interferometer for HEDP Experiments with Heavy Ion Beams. Version: 2008. [http : //www.gsi.de/documents/DOC – 2008 – Jun – 3 – 1.pdf](http://www.gsi.de/documents/DOC-2008-Jun-3-1.pdf). In: *High Energy Density Physics with Intense Ion and Laser Beams – Annual Report 2007*. Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Germany : GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2008, Kapitel EP-02, S. 2 (☞ Seite 35).

### Kuskova et al. 1998

KUSKOVA, N. I. ; TKACHENKO, S. I. ; KOVAL, S. V.: Investigation of the Heating Dynamics and Properties of Liquid Tungsten. In: *International Journal of Thermophysics* 19 (1998), Januar, Nr. 1, S. 341–345. DOI [10.1023/A:1021427925109](https://doi.org/10.1023/A:1021427925109) (☞ Seite 94).

### Köster 1954

KÖSTER, Werner: Die Poisson'sche Konstante der Metalle. In: *Applied Scientific Research* 4 (1954), Nr. 4, S. 329–336. DOI [10.1007/BF03184594](https://doi.org/10.1007/BF03184594). – ISSN 0003–6994 (☞ Seiten 65 und 66).

### Lee et al. 2002

LEE, R. W. ; BALDIS, H. A. ; CAUBLE, R. C. ; LANDEN, O. L. ; WARK, J. S. ; NG, A. ; ROSE, S. J. ; LEWIS, C. ; RILEY, D. ; GAUTHIER, J.-C. ; AUDEBERT, P.: Plasma-based studies with intense X-ray and particle beam sources. In: *Laser and Particle Beams* 20 (2002), Juli, S. 527–536. DOI [10.1017/S0263034602202293](https://doi.org/10.1017/S0263034602202293) (☞ Seite 1).

### Lide 2005

LIDE, David R. (Hrsg.): *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 86. ed. CRC Press/Taylor and Francis, Boca Raton, FL., 2005 [http : //www.hbcpnetbase.com/](http://www.hbcpnetbase.com/). – ISBN 978–0–8493–0486–6 (☞ Seiten 72, 93 und 94).

### Ling 2007

LING, Johannes: *Kontaktfreie Leitfähigkeitsmessung von Materie bei hoher Energiedichte*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 2007. [http : //www.gsi.de/forschung/pp/pub/thesis/DIP\\_Ling.pdf](http://www.gsi.de/forschung/pp/pub/thesis/DIP_Ling.pdf) (☞ Seite 38).



---

## Ling 2011

LING, Johannes: *Entwicklung, Aufbau und Test eines kontaktfreien Messverfahrens zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit dichter Plasmen*, TU Darmstadt, Diss., 2011.  
[http : //tuprints.ulb.tu – darmstadt.de/2481/](http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2481/) (☞ Seiten 38 und 57).

## Lu et al. 2009

LU, H. ; IP, L.-T. ; MACKRORY, A. ; WERRETT, L. ; SCOTT, J. ; TREE, D. ; BAXTER, L.: Particle surface temperature measurements with multicolor band pyrometry. In: *AIChE Journal* 55 (2009), Nr. 1, S. 243–255. DOI [10.1002/aic.11677](https://doi.org/10.1002/aic.11677). – ISSN 1547–5905 (☞ Seite 44).

## Lumics GmbH

Lumics GmbH. *Internet Präsenz*. [www.lumics.de](http://www.lumics.de). – 14.02.2010 (☞ Seite 50).

## McClure u. Cezairliyan 1993

MCCLURE, J. L. ; CEZAIIRLIYAN, A.: Measurement of the heat of fusion of tungsten by a microsecond-resolution transient technique. In: *International Journal of Thermophysics* 14 (1993), Nr. 3, S. 449–455. DOI [10.1007/BF00566044](https://doi.org/10.1007/BF00566044). – ISSN 0195–928X (☞ Seite 94).

## McClure u. Cezairliyan 1994

MCCLURE, J. L. ; CEZAIIRLIYAN, A.: Measurement of the heat of fusion of tantalum by a microsecond-resolution transient technique. In: *International Journal of Thermophysics* 15 (1994), Mai, Nr. 3, S. 505–511. DOI [10.1007/BF01563710](https://doi.org/10.1007/BF01563710) (☞ Seite 94).

## Menzel 2006

MENZEL, Jurij: *Interferometrische Geschwindigkeitsmessungen an schwerionengetriebenen Targets*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 2006.  
[http : //www.gsi.de/forschung/pp/pub/thesis/DIP\\_Menzel\\_2006.pdf](http://www.gsi.de/forschung/pp/pub/thesis/DIP_Menzel_2006.pdf) (☞ Seite 35).

## Mirko Expert

B.J.Franczak. *Mirko Expert*.  
[http : //www.gsi.de/beschleuniger/groups/BBE/MIRKO/mirko.html](http://www.gsi.de/beschleuniger/groups/BBE/MIRKO/mirko.html). – 24.09.2010 (☞ Seite 28).

## Musella et al. 1999

MUSELLA, M. ; RONCHI, C. ; SHEINDLIN, M.: Dependence of the Melting Temperature on Pressure up to 2000 Bar in Uranium Dioxide, Tungsten, and Graphite. In: *International Journal of Thermophysics* 20 (1999), Juli, Nr. 4, S. 1177–1188.  
DOI [10.1023/A:1022667206867](https://doi.org/10.1023/A:1022667206867) (☞ Seite 72).

## Ni 2006

NI, Pavel: *Temperature measurement of high-energy-density matter generated by intense heavy ion beam*, TU Darmstadt, Diss., 2006. [http : //tuprints.ulb.tu – darmstadt.de/epda/000720/](http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/epda/000720/) (☞ Seiten 3 und 45).

## Ni et al. 2006

NI, P. ; HOFFMANN, D. H. H. ; KULISH, M. ; NIKOLAEV, D. ; TAHIR, N. A. ; UDREA, S. ; VARENTSOV, D. ; WAHL, H.: Pyrometric system for temperature measurements of HED matter generated by intense heavy ion beams. In: *JOURNAL DE PHYSIQUE IV* 133 (2006), JUN, S. 977–980.  
DOI [10.1051/jp4:2006133196](https://doi.org/10.1051/jp4:2006133196). – ISSN 1155–4339 (☞ Seiten 3 und 45).

### Ni et al. 2008

NI, P. A. ; KULISH, M. I. ; MINTSEV, V. ; NIKOLAEV, D. N. ; TERNOVOI, V. Y. ; HOFFMANN, D. H. H. ; UDREA, S. ; HUG, A. ; TAHIR, N. A. ; VARENTSOV, D.: Temperature measurement of warm-dense-matter generated by intense heavy-ion beams. In: *Laser and Particle Beams* 26 (2008), Dezember, Nr. 4, S. 583–589. DOI [10.1017/S0263034608000645](https://doi.org/10.1017/S0263034608000645) (☞ Seiten 3 und 45).

### NIST a

National Institute of Standards and Technology (NIST). *Avogadro Konstante*. [http : //physics.nist.gov/cgi – bin/cuu/Value?na](http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?na). – 14.02.2010 (☞ Seite 5).

### NIST c

National Institute of Standards and Technology (NIST). *Stefan-Boltzmann Konstante*. [http : //physics.nist.gov/cgi – bin/cuu/Value?sigma](http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?sigma). – 11.11.2010 (☞ Seite 11).

### Omet 2008

OMET, Carsten: *Kollimatorsystem zur Stabilisierung des dynamischen Restgasdruckes im Schwerionensynchrotron SIS18*, TU Darmstadt, Diss., Dezember 2008. [http : //tuprints.ulb.tu – darmstadt.de/1225/](http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/1225/) (☞ Seite 23).

### Omet et al. 2006

OMET, C ; SPILLER, P ; STADLMANN, J ; HOFFMANN, D.H.H.: Charge change-induced beam losses under dynamic vacuum conditions in ring accelerators. In: *New Journal of Physics* 8 (2006), Nr. 11, S. 284–. DOI [10.1088/1367-2630/8/11/284](https://doi.org/10.1088/1367-2630/8/11/284). – ISSN 1367–2630 (☞ Seite 23).

### PCO AG 2004

PCO AG: *DiCAM-PRO Bedienungsanleitung*. 11.2004. Donaupark 11 D-93309 Kelheim, 2004. [http : //www.pco.de/fileadmin/user\\_upload/db/download/MA\\_DPOPID\\_0411.pdf](http://www.pco.de/fileadmin/user_upload/db/download/MA_DPOPID_0411.pdf) (☞ Seiten 31 und 32).

### Plansee SE 2009a

PLANSEE SE: *Tantal / Niob*. 611 DE EN. Plansee SE, A-6600 Reutte /Tirol, 2009. [http : //www.plansee.at/lib/Tantal – Niob\\_Prospekt.pdf](http://www.plansee.at/lib/Tantal-Niob_Prospekt.pdf) (☞ Seiten 65 und 66).

### Plansee SE 2009b

PLANSEE SE: *Wolfram – Werkstoffeigenschaften und Anwendungen*. 663 DE. Plansee SE, A-6600 Reutte /Tirol, 2009. [http : //www.plansee.at/lib/Wolfram.pdf](http://www.plansee.at/lib/Wolfram.pdf) (☞ Seiten 65 und 66).

### Poth 1990

POTH, Helmut: Electron cooling: Theory, experiment, application. In: *Physics Reports* 196 (1990), November, Nr. 3-4, S. 135–297. DOI [10.1016/0370-1573\(90\)90040-9](https://doi.org/10.1016/0370-1573(90)90040-9). – ISSN 0370–1573 (☞ Seite 23).

### Pottlacher u. Seifter 2002

POTTLACHER, G. ; SEIFTER, A.: Microsecond Laser Polarimetry for Emissivity Measurements on Liquid Metals at High Temperatures-Application to Tantalum. In: *International Journal of Thermophysics* 23 (2002), September, Nr. 5, S. 1281–1291. DOI [10.1023/A:1019804623248](https://doi.org/10.1023/A:1019804623248) (☞ Seite 94).

### Preston-Thomas 1990a

PRESTON-THOMAS, H: The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90). In: *Metrologia*

---

27 (1990), Nr. 1, S. 3–10. DOI [10.1088/0026-1394/27/1/002](https://doi.org/10.1088/0026-1394/27/1/002) (☞ Seite 9).

**Preston-Thomas 1990b**

PRESTON-THOMAS, H: The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90) – Erratum. In: *Metrologia* 27 (1990), Nr. 2, S. 107. DOI [10.1088/0026-1394/27/2/010](https://doi.org/10.1088/0026-1394/27/2/010) (☞ Seite 9).

**Ratzinger 2001**

RATZINGER, U.: Commissioning of the new GSI high current linac and HIF related RF linac aspects. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 464 (2001), Mai, Nr. 1-3, S. 636–645. DOI [10.1016/S0168-9002\(01\)00155-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00155-3). – ISSN 0168–9002 (☞ Seite 21).

**Reeg 1986**

REEG, Hansjörg: *Dimensionierung, Konstruktion, Bau und Erprobung eines elektromagnetisch abgeschirmten Strahltransformators mit einer Zeitkonstanten von etwa 0,5 µs*, FH Wiesbaden, Diplomarbeit, 1986. [http : //www – bd.gsi.de/uploads/downloads/Dipl\\_HJReeg.pdf](http://www-bd.gsi.de/uploads/downloads/Dipl_HJReeg.pdf) (☞ Seiten 2 und 28).

**Ronchi et al. 1992**

RONCHI, C. ; HIERNAUT, J. P. ; HYLAND, G. J.: Emissivity X-points In Solid and Liquid Refractory Transition-metals. In: *Metrologia* 29 (1992), Oktober, Nr. 4, S. 261–271. DOI [10.1088/0026-1394/29/4/001](https://doi.org/10.1088/0026-1394/29/4/001) (☞ Seiten 83 und 84).

**Seifter 2001**

SEIFTER, Achim: *Bestimmung des normalen spektralen Emissionskoeffizienten von flüssigen pulsgeheizten Metallen mittels eines schnellen Photopolarimeters*, TU Graz, Diss., 2001. [http://portal.tugraz.at/portal/page/portal/Files/i5110/files/Forschung/Thermophysik/Diss-Achim\\_Seifter.pdf](http://portal.tugraz.at/portal/page/portal/Files/i5110/files/Forschung/Thermophysik/Diss-Achim_Seifter.pdf) (☞ Seite 17).

**Seifter et al. 2002**

SEIFTER, A. ; SACHSENHOFER, F. ; POTTLAGHER, G.: A Fast Laser Polarimeter Improving a Microsecond Pulse Heating System. In: *International Journal of Thermophysics* 23 (2002), September, Nr. 5, S. 1267–1280. DOI [10.1023/A:1019852506410](https://doi.org/10.1023/A:1019852506410) (☞ Seite 17).

**Seifter et al. 2004**

SEIFTER, A. ; BOBORIDIS, K. ; OBST, A. W.: Emissivity Measurements on Metallic Surfaces with Various Degrees of Roughness: A Comparison of Laser Polarimetry and Integrating Sphere Reflectometry. In: *International Journal of Thermophysics* 25 (2004), März, Nr. 2, S. 547–560. DOI [10.1023/B:IJOT.0000028489.81327.b7](https://doi.org/10.1023/B:IJOT.0000028489.81327.b7) (☞ Seite 17).

**Seydel u. Kitzel 1979**

SEYDEL, U. ; KITZEL, W: Thermal volume expansion of liquid Ti, V, Mo, Pd, and W. In: *Journal of Physics F: Metal Physics* 9 (1979), Nr. 9, S. L153–L160. DOI [10.1088/0305-4608/9/9/001](https://doi.org/10.1088/0305-4608/9/9/001) (☞ Seite 94).

**Spiller et al. 1999**

SPILLER, P. ; BLASCHE, K. ; BOINE-FRANKENHEIM, O. ; EMMERLING, M. ; FRANZAK, B. ; HOFMANN, I. ; LUND, S. ; RATZINGER, U.: Generation of High Power Heavy Ion Beams at GSI. In: *Proceedings of the 1999 Particle Accelerator Conference*, 1999, S. 1788 –1790 (☞ Seite 25).

### Spiller et al. 2005

SPILLER, P.; BLASCHE, K.; FRANZAK, B.; KIRK, M.; HÜLSMANN, P.; OMET, C.; RATSCHOW, S.; STADLMANN, J.: Accelerator plans at GSI for plasma physics applications. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 544 (2005), Nr. 1-2, S. 117 – 124.

DOI [10.1016/j.nima.2005.01.289](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.01.289). – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 15th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion - HIF 2004, 15th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion (☞ Seite 2).

### Spädtke et al. 1998

SPÄDTKE, P.; BOSSLER, J.; EMIG, H.; LEIBLE, K. D.; MÜHLE, C.; SCHULTE, H.; TINSCHERT, K.: Ion sources for accelerators. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 139 (1998), April, Nr. 1-4, S. 145–149.

DOI [10.1016/S0168-583X\(97\)00970-1](https://doi.org/10.1016/S0168-583X(97)00970-1). – ISSN 0168–583X (☞ Seite 21).

### SRIM

James F. Ziegler. *The Stopping and Range of Ions in Matter*. [http : //www.srim.org/](http://www.srim.org/). – 12.02.2010 (☞ Seite 20).

### Stadler 1985

STADLER, Erich (DG 7 GK): Der Richtkoppler – Funktion und Anwendung. In: *UKW-Berichte* 25 (1985), Nr. 1, S. 50–55. [http : //www.ukw – berichte.de/](http://www.ukw-berichte.de/) (☞ Seite 38).

### Steck et al. 2000

STECK, M.; GROENING, L.; BLASCHE, K.; FRANZAK, B.; FRANZKE, B.; WINKLER, T.; PARKHOMCHUK, V. V.: Beam accumulation with the SIS electron cooler. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 441 (2000), Februar, Nr. 1-2, S. 175–182.

DOI [10.1016/S0168-9002\(99\)01130-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01130-4). – ISSN 0168–9002 (☞ Seite 23).

### Stefan 1879

STEFAN, Josef: Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur. In: *Sitzungsberichte der mathematisch-naturwissenschaftlichen Classe der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften*, 79 (1879), Nr. 2, S. 391–428 (☞ Seite 11).

### Tahir et al. 2007b

TAHIR, N. A.; PIRIZ, A. R.; SHUTOV, A.; LOMONOSOV, I. V.; GRYAZNOV, V.; WOUCHUK, G.; DEUTSCH, C.; SPILLER, P.; FORTOV, V. E.; HOFFMANN, D. H. H.; SCHMIDT, R.: Survey of theoretical work for the proposed HEDgeHOB experimental schemes: HIHEX and LAPLAS. In: *Contributions To Plasma Physics* 47 (2007), Nr. 4-5, S. 223–233.

DOI [10.1002/ctpp.200710030](https://doi.org/10.1002/ctpp.200710030). – ISSN 0863–1042 (☞ Seite 36).

### Udrea 2004

UDREA, Serban: *Elektrische Leitfähigkeit dichter, schwerioneninduzierter Plasmen*, TU Darmstadt, Diss., 2004. [http : //tuprints.ulb.tu – darmstadt.de/epda/000513/](http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/epda/000513/) (☞ Seite 37).

### Udrea et al. 2006a

UDREA, S.; SHILKIN, N.; FORTOV, V. E.; HOFFMANN, D. H. H.; JACOBY, J.; KULISH, M. I.; MINTSEV, V.; NI, P.; NIKOLAEV, D.; TAHIR, N. A.; VARENTSOV, D.: Electrical resistivity measurements of heavy ion beam generated high energy density aluminium. In: *Journal of Physics A*:

---

*Mathematical and General* 39 (2006), Nr. 17, S. 4743–4747.

DOI [10.1088/0305-4470/39/17/S68](https://doi.org/10.1088/0305-4470/39/17/S68) (☞ Seite 37).

#### **Udrea et al. 2006b**

UDREA, S. ; SHILKIN, N. ; VARENTSOV, D. ; TAHIR, N.A. ; BOCK, R. ; CONSTANTIN, C. ; DEWALD, E. ; FORTOV, V.E. ; HOFFMANN, D.H.H. ; JACOBY, J. ; KULISH, M. ; LOMONOSOV, I. ; MINTSEV, V. ; NI, P. ; NIKOLAEV, D. ; SHUTOV, A.: Electrical resistivity of high energy density matter generated by high intensity heavy ion beams. In: *J. Phys. IV France* 133 (2006), jun, S. 1089–1091.

DOI [10.1051/jp4:2006133221](https://doi.org/10.1051/jp4:2006133221) (☞ Seite 37).

#### **Udrea et al. 2007**

UDREA, Serban ; TERNOVOI, Vladimir ; SHILKIN, Nikolay ; FERTMAN, Alexander ; FORTOV, Vladimir E. ; HOFFMANN, Dieter H.H. ; HUG, Alexander ; KULISH, Michail I. ; MINTSEV, Victor ; NI, Pavel ; NIKOLAEV, Dmitry ; TAHIR, Naeem A. ; TURTIKOV, Vladimir ; VARENTSOV, Dmitry ; YURIEV, Denis: Measurements of electrical resistivity of heavy ion beam produced high energy density matter: Latest results for lead and tungsten. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 577 (2007), Juli, Nr. 1-2, S. 257–261. DOI [10.1016/j.nima.2007.02.059](https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.02.059). – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 16th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion - HIF 06 (☞ Seite 37).

#### **Varentsov et al. 2007**

VARENTSOV, D. ; TERNOVOI, V. Y. ; KULISH, M. ; FERNENGEL, D. ; FERTMAN, A. ; HUG, A. ; MENZEL, J. ; NI, P. ; NIKOLAEV, D.N. ; SHILKIN, N. ; TURTIKOV, V. ; UDREA, S. ; FORTOV, V.E. ; GOLUBEV, A.A. ; GRYAZNOV, V.K. ; HOFFMANN, D.H.H. ; KIM, V. ; LOMONOSOV, I.V. ; MINTSEV, V. ; SHARKOV, B.Yu. ; SHUTOV, A. ; SPILLER, P. ; TAHIR, N.A. ; WAHL, H.: High-energy-density physics experiments with intense heavy ion beams. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 577 (2007), Juli, Nr. 1-2, S. 262–266. DOI [10.1016/j.nima.2007.02.060](https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.02.060). – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 16th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion - HIF 06 (☞ Seite 2).

#### **Varentsov et al. 2008**

VARENTSOV, D. ; FERTMAN, A. D. ; TURTIKOV, V. I. ; ULRICH, A. ; WIESER, J. ; FORTOV, V. E. ; GOLUBEV, A. A. ; HOFFMANN, D. H. H. ; HUG, A. ; KULISH, M. ; MINTSEV, V. ; NI, P. A. ; NIKOLAEV, D. ; SHARKOV, B. Y. ; SHILKIN, N. ; TERNOVOI, V. Y. ; UDREA, S.: Transverse Optical Diagnostics for Intense Focused Heavy Ion Beams. In: *Contributions To Plasma Physics* 48 (2008), Nr. 8, S. 586–594. DOI [10.1002/ctpp.200810092](https://doi.org/10.1002/ctpp.200810092) (☞ Seiten 2 und 31).

#### **Weyrich et al. 2006**

WEYRICH, K. ; WAHL, H. ; HOFFMANN, D. H. H. ; GOLUBEV, A. A. ; KANTSYREV, A. V. ; SHARKOV, B. Y. ; KULISH, M. ; DUDIN, S. ; MINTSEV, V. B. ; FORTOV, V. E. ; GRYAZNOV, V.: Shockwave-driven, non-ideal plasmas for interaction experiments with heavy-ion beams. In: *Journal of Physics A Mathematical General* 39 (2006), April, S. 4749–4754.

DOI [10.1088/0305-4470/39/17/S69](https://doi.org/10.1088/0305-4470/39/17/S69) (☞ Seite 2).

#### **Wien 1896**

WIEN, Willy: Ueber die Energievertheilung im Emissionsspectrum eines schwarzen Körpers. In: *Annalen der Physik und Chemie* 294 (1896), Nr. 8, S. 662–669.

DOI [10.1002/andp.18962940803](https://doi.org/10.1002/andp.18962940803) (☞ Seite 12).

---

**Wilfinger et al. 2007**

WILFINGER, R. ; LETTRY, J. ; FABICH, A. ; AIGINGER, H. ; POLJANC, K. ; CATHERALL, R. ; ELLER, M.: Proton induced thermal stress-wave measurements using a Laser Doppler Vibrometer. In: *The European Physical Journal - Special Topics* 150 (2007), November, Nr. 1, S. 373–378. DOI [10.1140/epjst/e2007-00351-0](https://doi.org/10.1140/epjst/e2007-00351-0) (☞ Seite 40).

**Wilthan et al. 2005a**

WILTHAN, B. ; CAGRAN, C. ; POTTLAGHER, G.: Combined DSC and pulse-heating measurements of electrical resistivity and enthalpy of tungsten, niobium, and titanium. In: *International Journal of Thermophysics* 26 (2005), Juli, Nr. 4, S. 1017–1029. DOI [10.1007/s10765-005-6682-z](https://doi.org/10.1007/s10765-005-6682-z) (☞ Seite 94).

**Wolf 1996**

WOLF, B.H.: Production, acceleration and diagnostics of high intensity beams. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 112 (1996), Nr. 1-4, S. 30 – 38. DOI [10.1016/0168-583X\(95\)01131-5](https://doi.org/10.1016/0168-583X(95)01131-5). – ISSN 0168–583X. – New Trends in Ion Beam Processing From Ions and Cluster Ion Beams to Engineering Issues (☞ Seite 21).

**Ziegler 2004**

ZIEGLER, James F: SRIM-2003. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 219-220 (2004), Juni, S. 1027–1036. DOI [10.1016/j.nimb.2004.01.208](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2004.01.208). – ISSN 0168–583X (☞ Seite 20).



---

# Danksagung

Zuerst danke ich Herrn Professor Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann dafür, dass ich diese Arbeit am GSI durchführen konnte. Auch Herrn Professor Dr. Thomas Stöhlker, der die kommissarische Leitung der Abteilung Plasmaphysik in der zweiten Hälfte meiner Arbeit inne hatte, danke ich dass die Arbeit und die Experimente fortgesetzt werden konnten.

Ein besonderes Dankeschön geht an Herrn Dr. Dmitry Varentsov für seine ausgezeichnete Betreuung. Physikalische Fragen wurden stets aus unterschiedlichen Richtungen betrachtet, und kein Zwischenergebnis wurde ohne ausführliche Diskussion und Prüfung hingenommen.

Herrn Dr. Serban Udrea danke ich für seine selbstverständliche Bereitschaft, mich bei all meinen Problemen zu unterstützen und Lösungsansätze zu entwickeln.

Danke auch an alle weiteren Mitglieder des HHT-Teams:

M. Sc. Said El Moussati, Dr. Alexander Fedenev, Dipl. - Phys. David Fernengel, Dipl.-Ing. Bogdan Ionita, Dr. Johannes Ling, Dr. Jurij Menzel und Dipl. - Phys. Nina Müller. Neben selbstverständlicher Unterstützung bei allen Angelegenheiten des Forscheralltags haben wir auch Stunden des Wartens einer Strahlzeit mit Fassung getragen, Pizza gegessen und „Stromberg“ geschaut.

Ohne die Kollegen der befreundeten Institute wären die Experimente nur schwierig durchzuführen. Auch hierfür ein großes большое спасибо! an:

Dr. Alexander Fertman, Dr. Alexei Kantsyrev, Mikhail Kulish, Dr. Dmitry Nikolaev, Dr. Vladimir Ternovoi und Dr. Vladimir Turtikov.

Allen Mitgliedern der Abteilung Plasmaphysik danke ich für die freundliche Atmosphäre, in der man zu Kaffee und Kuchen sowohl wissenschaftliche als auch private Diskussionen führt.

Dr. Frank Becker und Dipl.-Inf (FH) Rainer Haseitl sage ich Danke für viele aufmunternde Worte und Unmengen an koffeinhaltigem Heißgetränk.

Ich danke allen noch nicht Genannten, die Zeit gefunden haben, meine Arbeit zu korrigieren: Martina Haase, M. Sc. Gabriele Hoffmeister, Dipl.-Ing. Christine Hug, Ellen Hug, Dr. Carsten Omet, Dr. Alexander Pelka und Dr. Jens Stadlmann.

Der letzte und wichtigste Dank geht an meine Familie.





---

# Lebenslauf

<i>Name</i>	Alexander Hug
<i>Geburtstag/-ort</i>	19.12.1977 in Hanau
<i>Staatsangehörigkeit</i>	Deutsch

---

## Ausbildung

<i>1998</i>	Abitur an der Kopernikusschule Freigericht
<i>Ab Oktober 1999</i>	Studium der Physik an der Technischen Universität Darmstadt (TUD)
<i>April 2005 – April 2006</i>	Diplomarbeit an der TUD und sowie am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH Prof. Dr. Dr. h.c./RUS D.H.H. Hoffmann Abschluss Diplom Physik, Note: Sehr gut Titel: <i>Nichtinvasive Diagnostik intensiver stark fokussierter Schwerionenstrahlen</i>
<i>Seit Mai 2006</i>	Doktorand an der TUD, Institut für Kernphysik, AG Strahlen- und Kernphysik, sowie GSI Darmstadt, Abteilung Plasmaphysik



---

# Veröffentlichungen

## Becker et al. 2006

BECKER, F. ; HUG, A. ; FORCK, P. ; KULISH, M. ; NI, P. ; UDREA, S. ; VARENTSOV, D.: Design, development, and testing of non-intercepting profile diagnostics for intense heavy ion beams using a capacitive pickup and beam induced gas fluorescence monitors. In: *Laser and Particle Beams* 24 (2006), Dezember, Nr. 4, S. 541–551. DOI [10.1017/S0263034606060721](https://doi.org/10.1017/S0263034606060721) (↗ Seiten 2 und 41).

## Hoffmann et al. 2010

HOFFMANN, D. H. H. ; TAHIR, N. A. ; UDREA, S. ; ROSMEJ, O. ; MEISTER, C. V. ; VARENTSOV, D. ; ROTH, M. ; SCHAUMANN, G. ; FRANK, A. ; BLAZEVIC, A. ; LING, J. ; HUG, A. ; MENZEL, J. ; HESSLING, Th. ; HARRES, K. ; GUENTHER, M. ; EL-MOUSSATI, S. ; SCHUMACHER, D. ; IMRAN, M.: High Energy Density Physics with Heavy Ion Beams and related Interaction Phenomena. In: *Contributions To Plasma Physics* 50 (2010), JAN, Nr. 1, Sp. Iss. SI, S. 7–15. DOI [10.1002/ctpp.201010004](https://doi.org/10.1002/ctpp.201010004). – ISSN 0863–1042 (nicht zitiert).

## Hug 2006

HUG, Alexander: *Nichtinvasive Diagnostik intensiver stark fokussierter Schwerionenstrahlen*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 2006. [http : //tuprints.ulb.tu – darmstadt.de/id/eprint/2355](http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/2355) (↗ Seiten 2, 28 und 41).

## Hug et al. 2008

HUG, A. ; VARENTSOV, D. ; TURTIKOV, V. ; HOFFMANN, D.H.H. ; FERTMAN, A. ; KULISH, M. ; MENZEL, J. ; MINTSEV, V. ; MÜLLER, N. ; NIKOLAEV, D. ; SHARKOV, B. ; SHILKIN, N. ; TERNOVOI, V. ; UDREA, S.: Gasdynamic issues in transverse beam size measurements. Version: 2008. [http : //www.gsi.de/documents/DOC – 2008 – Jun – 3 – 1.pdf](http://www.gsi.de/documents/DOC-2008-Jun-3-1.pdf). In: *High Energy Density Physics with Intense Ion and Laser Beams – Annual Report 2007*. Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Germany : GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2008, Kapitel EP-01, S. 1 (↗ Seite 35).

## Kulish et al. 2008

KULISH, M. ; KILIĆ, A. ; ACHENBACH, B. ; BEHR, K.H. ; BRÜNLE, A. ; CERUTTI, F. ; CATHERALL, R. ; GEISSEL, H. ; HOFFMANN, D.H.H. ; HUG, A. ; KARAGIANNIS, Ch. ; KINDLER, B. ; KNIE, K. ; KRAUSE, M. ; LETTRY, J. ; LOMMEL, B. ; MENZEL, J. ; MÜLLER, N. ; RICHTER, H. ; SÜMMERER, K. ; TAHIR, N. ; TOMUT, M. ; TRAUTMANN, Ch. ; UDREA, S. ; VARENTSOV, D. ; WEICK, H. ; WILFINGER, R. ; WINKLER, M. ; ZHAO, Y.: Quadrature Interferometer for HEDP Experiments with Heavy Ion Beams. Version: 2008. [http : //www.gsi.de/documents/DOC – 2008 – Jun – 3 – 1.pdf](http://www.gsi.de/documents/DOC-2008-Jun-3-1.pdf). In: *High Energy Density Physics with Intense Ion and Laser Beams – Annual Report 2007*. Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Germany : GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2008, Kapitel EP-02, S. 2 (↗ Seite 35).

## Ni et al. 2007

NI, P.A. ; BIENIOSEK, F. ; LEITNER, M. ; LOGAN, B.G. ; MORE, R.M. ; ROY, P.K. ; HOFFMANN, D.H.H. ; FERNENGEL, D. ; HUG, A. ; MENZEL, J. ; UDREA, S. ; TAHIR, N.A. ; VARENTSOV, D. ; WAHL, H. ;

---

KULISH, M. ; NIKOLAEV, D.N. ; TERNOVOI, V.Ya. ; FERTMAN, A. ; GOLUBEV, A.A. ; SHARKOV, B.Yu. ; TURTIKOV, V. ; BARNARD, J.J.: Overview of warm-dense-matter experiments with intense heavy ion beams at gsi-darmstadt. In: *Particle Accelerator Conference, 2007. PAC. IEEE*, 2007, S. 2038 –2040 (nicht zitiert).

**Ni et al. 2008**

NI, P. A. ; KULISH, M. I. ; MINTSEV, V. ; NIKOLAEV, D. N. ; TERNOVOI, V. Y. ; HOFFMANN, D. H. H. ; UDREA, S. ; HUG, A. ; TAHIR, N. A. ; VARENTSOV, D.: Temperature measurement of warm-dense-matter generated by intense heavy-ion beams. In: *Laser and Particle Beams* 26 (2008), Dezember, Nr. 4, S. 583–589. DOI [10.1017/S0263034608000645](https://doi.org/10.1017/S0263034608000645) (↗ Seiten 3 und 45).

**Udrea et al. 2007**

UDREA, Serban ; TERNOVOI, Vladimir ; SHILKIN, Nikolay ; FERTMAN, Alexander ; FORTOV, Vladimir E. ; HOFFMANN, Dieter H.H. ; HUG, Alexander ; KULISH, Michail I. ; MINTSEV, Victor ; NI, Pavel ; NIKOLAEV, Dmitry ; TAHIR, Naeem A. ; TURTIKOV, Vladimir ; VARENTSOV, Dmitry ; YURIEV, Denis: Measurements of electrical resistivity of heavy ion beam produced high energy density matter: Latest results for lead and tungsten. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 577 (2007), Juli, Nr. 1-2, S. 257–261. DOI [10.1016/j.nima.2007.02.059](https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.02.059). – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 16th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion - HIF 06 (↗ Seite 37).

**Ulrich et al. 2006**

ULRICH, A. ; ADONIN, A. ; JACOBY, J. ; TURTIKOV, V. ; FERNENGEL, D. ; FERTMAN, A. ; GOLUBEV, A. ; HOFFMANN, D. H. H. ; HUG, A. ; KRUCKEN, R. ; KULISH, M. ; MENZEL, J. ; MOROZOV, A. ; NI, P. ; NIKOLAEV, D. N. ; SHILKIN, N. S. ; TERNOVOI, V. Y. ; UDREA, S. ; VARENTSOV, D. ; WIESER, J.: Excimer laser pumped by an intense, high-energy heavy-ion beam. In: *Physical Review Letters* 97 (2006), Oktober, Nr. 15, S. 153901. DOI [10.1103/PhysRevLett.97.153901](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.153901) (nicht zitiert).

**Varentsov et al. 2007**

VARENTSOV, D. ; TERNOVOI, V. Y. ; KULISH, M. ; FERNENGEL, D. ; FERTMAN, A. ; HUG, A. ; MENZEL, J. ; NI, P. ; NIKOLAEV, D.N. ; SHILKIN, N. ; TURTIKOV, V. ; UDREA, S. ; FORTOV, V.E. ; GOLUBEV, A.A. ; GRYAZNOV, V.K. ; HOFFMANN, D.H.H. ; KIM, V. ; LOMONOSOV, I.V. ; MINTSEV, V. ; SHARKOV, B.Yu. ; SHUTOV, A. ; SPILLER, P. ; TAHIR, N.A. ; WAHL, H.: High-energy-density physics experiments with intense heavy ion beams. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 577 (2007), Juli, Nr. 1-2, S. 262–266. DOI [10.1016/j.nima.2007.02.060](https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.02.060). – ISSN 0168–9002. – Proceedings of the 16th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion - HIF 06 (↗ Seite 2).

**Varentsov et al. 2008**

VARENTSOV, D. ; FERTMAN, A. D. ; TURTIKOV, V. I. ; ULRICH, A. ; WIESER, J. ; FORTOV, V. E. ; GOLUBEV, A. A. ; HOFFMANN, D. H. H. ; HUG, A. ; KULISH, M. ; MINTSEV, V. ; NI, P. A. ; NIKOLAEV, D. ; SHARKOV, B. Y. ; SHILKIN, N. ; TERNOVOI, V. Y. ; UDREA, S.: Transverse Optical Diagnostics for Intense Focused Heavy Ion Beams. In: *Contributions To Plasma Physics* 48 (2008), Nr. 8, S. 586–594. DOI [10.1002/ctpp.200810092](https://doi.org/10.1002/ctpp.200810092) (↗ Seiten 2 und 31).

---

# Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt und die den benutzten Quellen wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 12. April 2011

---

Alexander Hug